



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Kernphysik

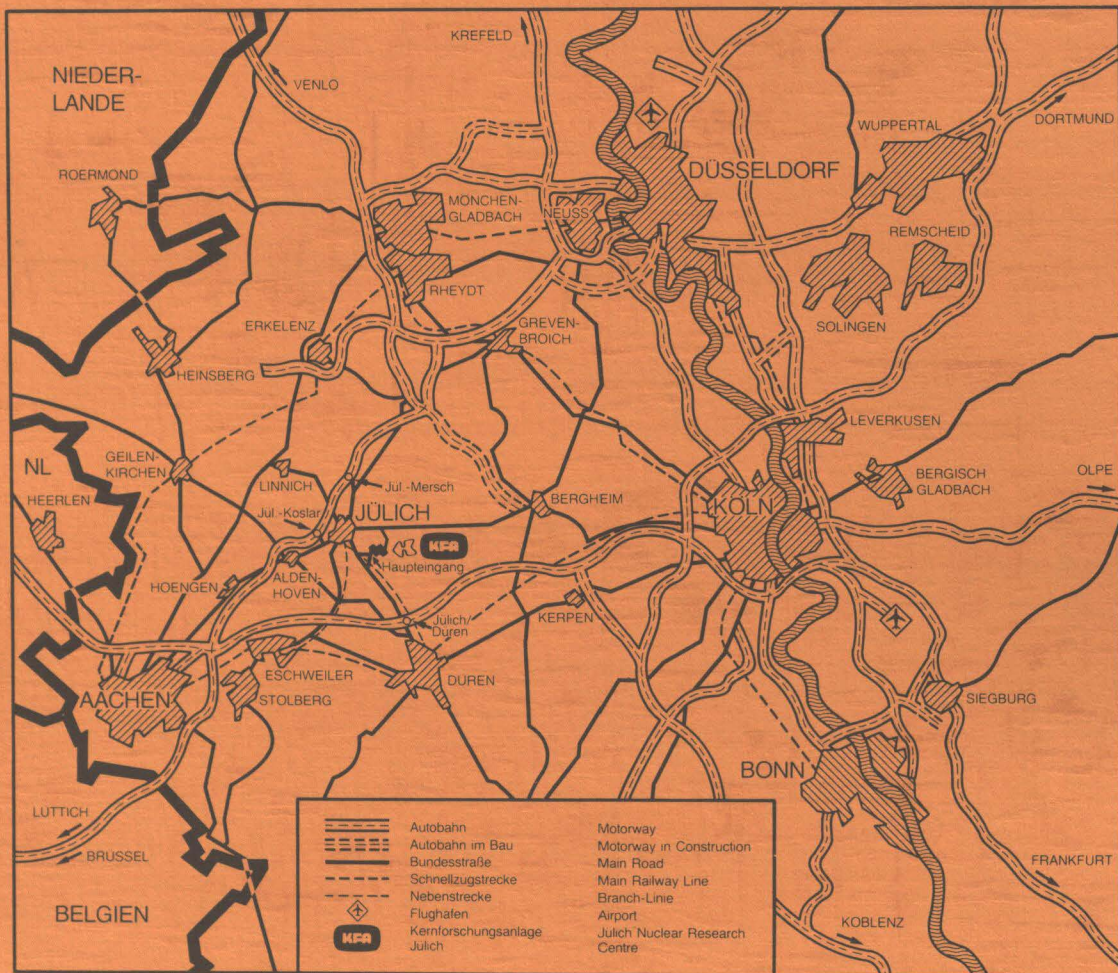
**Mikroskopische optische Potentiale –  
Studium von Ladungsaustauschreaktionen**

von

H. Dermawan

Jül - Spez - 178  
November 1982  
ISSN 0343-7639





Als Manuskript gedruckt

## Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich — Nr. 178

Institut für Kernphysik Jül - Spez - 178

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d



# **Mikroskopische optische Potentiale – Studium von Ladungsaustauschreaktionen**

von

H. Dermawan

D 5 (Diss. Uni. Bonn)

I dedicate this thesis to my dearest  
father, who had passed away last year.  
He had always wished me to be a physicist.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Reaktionstheorie	9
1) Das optische Potential im Feshbach-Formalismus	9
2) Der Imaginärteil des Alpha-Kern optischen Potentials in 2. Ordnung Störungstheorie	13
3) Das Streuproblem im Impulsraum ( $\vec{k}$ -Raum)	19
4) DWBA-Näherung für Ladungsaustauschreaktionen	22
III. Kernstrukturtheorie	26
1) Kernübergangsdichten in der RPA-Näherung	26
2) Die effektive Teilchen-Loch-Restwechselwirkung im Spin-Isospin-Kanal	29
IV. Diskussion der Ergebnisse für das $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ mikroskopische imaginäre optische Potential	32
1) Die effektive Alpha-Targetnukleon-Wechselwirkung	32
2) Beiträge zum imaginären Potential $W$ von verschiedenen Klassen intermediärer Zustände	34
3) Die Nichtlokalität des imaginären optischen Potentials $W(E, \vec{r}, \vec{r}')$	36
4) Die lokale Näherung zum nichtlokalen Potential	39
5) Der Einfluß von kollektiven Kernfreiheitsgraden auf den Imaginärteil des mikroskopischen optischen Potentials	41
6) Die Energieabhängigkeit des imaginären Potentials	44
7) Elastische Streuquerschnitte für $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ von den äquivalent lokalen mikroskopischen optischen Potentialen	45
8) Elastische Streuquerschnitte von nichtlokalen Potentialen	47
8.1) Testrechnungen mit nichtlokalen Potentialen von analytischer Form	48
8.2) Die nichtlokale Streurechnung in $^{40}\text{Ca}(p,p)$ , $^{40}\text{Ca}(n,n)$ Streuung	49
8.3) Die nichtlokale Streurechnung in $^{40}\text{Ca}(\alpha,\alpha)$ - Streuung	56

	Seite
V. Studium der Riesenresonanzzustände durch Ladungsaustausch- reaktion	59
1) Die $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion	61
1a) Kernstrukturrechnungen für die $\Delta L=1$ Spin-Isospin- flip Zustände in $^{208}\text{Bi}$	61
1b) Diskussion der $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Streuquerschnitte bei $E_p = 45$ und $160$ MeV	65
2) Diskussion der Ergebnisse für die $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion	72
VI. Zusammenfassung	77
Anhang A: Die Ableitung des mikroskopischen imaginären Potentials für die $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ Streuung	81
Anhang B: Berechnung der effektiven $\alpha$ -Targetnukleon- Wechselwirkung	87
Anhang C: Das äquivalent lokale Potential von einem nicht- lokalen Potential $W(r,r')$ mit einer gedämpften, freien Greenfunktionsform	89
Anhang D: Die Lippmann-Schwinger-Gleichung für $T(\vec{k},\vec{k}_0)$	91
Anhang E: Matrix-Inversion-Lösung	96
Anhang F: Bestimmung der Stärke des Pseudopotentials	98
Literaturverzeichnis	99
Tabellenbeschreibung	106
Tabellen	108
Figurenbeschreibung	119
Figuren	125

## I. Einleitung

Direkte Kernreaktionen, induziert von leichten Hadronen wie Protonen, Neutronen, Deuteronen oder  $\alpha$ -Teilchen, haben in den letzten Jahrzehnten eine Vielfalt von Informationen über die Struktur der Atomkerne geliefert. Dies gilt für alle Arten von direkten Reaktionen, wie der elastischen und unelastischen Streuung, den Ladungsaustauschreaktionen, den Transferreaktionen<sup>1)</sup> usw., um nur einige Reaktionstypen zu nennen. Je nach Wahl und Art des Reaktionstyps kann man verschiedene Freiheitsgrade des Kerns anregen und studieren. Die elastische Streuung ermöglicht z.B. das Studium der Grundzustandsdichteverteilung und des mittleren Kernpotentials, während die unelastische Streuung Informationen über angeregte Kernzustände vermittelt. Von den angeregten Zuständen sind besonders die Riesenresonanzen in den letzten Jahren experimentell<sup>2-7)</sup> und theoretisch<sup>8-12)</sup> intensiv untersucht worden. Riesenresonanzen sind kollektive Kernschwingungen, an denen alle Nukleonen in kohärenter Weise teilnehmen. Sie sind deshalb von so großem Interesse, weil man aus ihrer Anregungsenergie, Anregungsstärke und Breite Rückschlüsse auf die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Kern machen kann.

Von theoretischer Seite her hat man nun in den letzten Jahren versucht, Kernreaktionen auf möglichst mikroskopischer Basis zu verstehen. Dies gilt sowohl für die Reaktionsmechanismen als auch für die Kernstrukturinformationen, die eine Kernreaktion enthält.

Ein Ziel dieser Arbeit besteht darin, an zwei ganz verschiedenen Beispielen, nämlich der elastischen Streuung und den Ladungsaustauschreaktionen, zu zeigen, inwieweit Kernreaktionen heute mikroskopisch interpretiert und beschrieben werden können und welche Aussagekraft diese mikroskopischen Analysen von Kernreaktionen haben. Im ersten Teil der Arbeit diskutieren wir die  $\alpha$ -<sup>40</sup>Ca und

Nukleon- $^{40}\text{Ca}$  elastische Streuung und im zweiten Teil die  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  und  $^{208}\text{Pb}(n,p)$  Ladungsaustauschreaktionen.

Die elastische Streuung eines Projektils der Massenzahl  $a$  von einem Targetkern der Massenzahl  $A$  stellt ein Vielkörperproblem dar. Dieses Vielkörperproblem wird üblicherweise durch ein Einkörperproblem mit komplexem Potential, dem sog. optischen Potential, ersetzt. Feshbach<sup>14)</sup> und Bell und Squires<sup>13)</sup> haben gezeigt, daß diese Transformation des Vielkörperproblems auf ein Einkörperproblem im Falle der Nukleonstreuung exakt im Greenfunktionsformalismus durchgeführt werden kann. Das optische Potential entspricht in diesem Formalismus dem Massenoperator der Einteilchen-Greenfunktion. Der Massenoperator, d.h. das optische Potential, ist nichtlokal, komplex und hängt von der Einschußenergie  $E$  ab. Außerdem schließt der Massenoperator alle Antisymmetrisierungseffekte zwischen dem Projektilnukleon und den Targetnukleonen automatisch ein.

Im Falle zusammengesetzter Projektile ist die Transformation des Vielkörperproblems auf ein Einkörperproblem im Rahmen des Greenfunktionsformalismus nicht so offensichtlich. Jedoch kann man im Feshbach-Formalismus<sup>14)</sup> auch für zusammengesetzte Projektile ein optisches Potential definieren.

Wegen der komplizierten Struktur des Massenoperators, d.h. des optischen Potentials, kann dieses immer nur näherungsweise berechnet werden. Die bisher durchgeführten mikroskopischen Rechnungen für das Nukleon-Kernpotential lassen sich je nach gemachter Näherung in zwei Kategorien einteilen: der Kernmaterienäherung (nuclear matter approach) und der Kernstrukturnäherung (nuclear structure approach). In der Kernmaterienäherung wird der endliche Targetkern  $A$  durch Kernmaterie ( $A \rightarrow \infty$ ,  $A$  = Massenzahl des Targetkerns) ersetzt. Jeukenne, Lejeune und Mahaux<sup>15)</sup> berechnen das optische Potential zunächst in Kernmaterie im Rahmen der Brückner-Hartree-Fock-Näherung. Anschließend führen sie am Brückner-Hartree-Fock-



Potential eine lokale Dichtenäherung (local density approximation) durch und erhalten so das optische Potential für einen endlichen Kern. Brieva und Rook<sup>16)</sup> berechnen zuerst die Nukleon-Nukleon t-Matrix in Kernmaterie und nehmen anschließend an der t-Matrix eine lokale Dichtenäherung vor. Durch Faltung der t-Matrix mit der Grundzustandsdichteverteilung des Targetkerns erhalten sie dann das optische Potential für einen endlichen Targetkern.

Der Vorteil der Kernmaterienäherung liegt darin, daß man in dieser Näherung zum optischen Potential von einer realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ausgehen und mehr oder weniger eine parameterfreie Rechnung für das optische Potential in Kernmaterie durchführen kann. Andererseits zeigt diese Methode aber auch Schwachstellen, wie z.B. die lokale Dichtenäherung. Diese sollte nicht besonders genau an der Kernoberfläche sein, wo die Kerndichte sich innerhalb von  $\sim 0.5$  fm stark ändert. Fernerhin vernachlässigt die Kernmaterienäherung wichtige Eigenschaften endlicher Kerne, wie u.a. Kollektivität und Schaleneffekte. Insbesondere der Imaginärteil des optischen Potentials sollte aufgrund der Vernachlässigung kollektiver Effekte unterschätzt werden.

In der Kernstrukturnäherung<sup>17-21)</sup> nimmt man an, daß die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung grundsätzlich bekannt ist: Im Laufe der Jahre wurden verschiedene effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen entwickelt. Für Streuprobleme sollte die Form der effektiven Wechselwirkung möglichst einfach, aber auch realistisch sein. Diese Bedingungen erfüllt z.B. die M3Y-Wechselwirkung von Bertsch u.a.<sup>22-23)</sup> (M3Y  $\equiv$  Summe dreier Yukawa-Kräfte verschiedener Reichweiten), die eine Parametrisierung einer Brückner-G-Matrix ist, die ausgehend von einer realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung durch Lösung der Bethe-Goldstone-Gleichung für gebundene Nukleonen gewonnen wurde; daher hat die M3Y-Kraft keinen Imaginärteil. In der Kernstrukturnäherung zum optischen

Potential benutzen wir die M3Y-Kraft oder die äquivalente Eikemeier-Hackenbroich-Kraft<sup>24)</sup> für die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung, bezüglich der wir das optische Potential im Feshbach-Formalismus berechnen. Im Gegensatz zur Kernmaterienäherung werden in der Kernstrukturnäherung die unelastischen Anregungen des endlichen Targetkerns explizit berücksichtigt. Die korrekte Behandlung der energetisch offenen Reaktionskanäle ist sehr wichtig für die Bestimmung des imaginären optischen Potentials, da die Absorption stark von der Art und Anzahl der energetisch offenen intermediären Kanäle abhängt. Dies wurde in verschiedenen Arbeiten über die Kernstrukturnäherung<sup>17-21)</sup> bereits bewiesen. A. Faessler und Mitarbeiter haben die Kernmaterienäherung auf Schwerionenpotentiale angewendet. Sie finden, daß die Kernmaterienäherung viel zu wenig Absorption produziert<sup>25-27)</sup>. Sie können die Absorption beträchtlich erhöhen, wenn sie kollektive Effekte nach Art der Kernstrukturnäherung einschließen<sup>28)</sup>.

Im ersten Teil dieser Arbeit berechnen wir den Imaginärteil des optischen Potentials für die  $\alpha$ -<sup>40</sup>Ca Streuung bei Einschußenergien von 31 und 100 MeV<sup>29)</sup>. Es gibt viele mikroskopische Rechnungen für den Realteil des  $\alpha$ -<sup>40</sup>Ca optischen Potentials<sup>30-32)</sup>, jedoch über den Imaginärteil ist vom mikroskopischen Standpunkt her nur sehr wenig bekannt. In unseren Rechnungen nehmen wir an, daß das Alphateilchen ein Elementarteilchen endlicher Ausdehnung mit Spin  $J_a^\pi = 0^+$  und Isospin  $T_a = 0$  ist. Dann ist es von den Nukleonen im Target unterscheidbar und Austauschsterme zwischen Projektil und Targetnukleonen treten nicht auf. Es wird angenommen, daß diese Austauscheffekte implizit in der effektiven  $\alpha$ -Targetnukleon-Wechselwirkung eingeschlossen sind. Die obige Annahme kann man zumindest für niedrige Einschußenergien ( $E < 50$  MeV) damit rechtfertigen, daß das  $\alpha$ -Teilchen eine hohe Bindungsenergie von 28.3 MeV<sup>33)</sup> hat. Die Wahrscheinlichkeit für unelastische Anregungen oder Aufbruch des  $\alpha$ -Teilchens ist deshalb bei niedrigen

Einschußenergien ( $E < 50 \text{ MeV}$ ) klein. Jedoch bei hohen Einschußenergien ( $E \sim 100 \text{ MeV}$ ) werden Aufbruchkanäle sicherlich eine große Rolle spielen. Ähnliche Rechnungen, wie in dieser Arbeit diskutiert werden, sind fast gleichzeitig von N. Vinh Mau<sup>34)</sup>, M. Lassaut<sup>35)</sup>, A. Bouyssy<sup>36)</sup> und D.M. Brink<sup>37)</sup> durchgeführt worden. Während diese Autoren verschiedene Näherungen, wie "closure"<sup>34)</sup> oder die sog. WKB-Näherung<sup>37)</sup> an der intermediären Greenfunktion für das  $\alpha$ -Teilchen durchführen, benutzen wir in dieser Arbeit den exakten quantenmechanischen Propagator. Die angeregten, unelastischen Targetzustände beschreiben wir durch mikroskopische RPA-Wellenfunktionen<sup>38)</sup>, die in einem Modellraum mit großer Basis (alle  $3\hbar\omega$ -Anregungen sind eingeschlossen) erzeugt werden.

Das berechnete optische Potential ist nichtlokal. Üblicherweise wird das nichtlokale Potential mit der Perey-Saxon-Methode<sup>39)</sup> lokal gemacht. Natürlich geht bei dieser lokalen Näherung sehr viel Information verloren. In dieser Arbeit wird diese lokale Näherung vermieden, indem wir direkt von dem mikroskopischen nichtlokalen Potential den elastischen Streuquerschnitt berechnen. Dafür wurde ein Computer-Programm entwickelt, das die Lippmann-Schwinger-Gleichung im  $\vec{k}$ -Raum durch Matrixinversion<sup>40)</sup> löst. Mit diesem Programm studieren wir auch den Effekt der Nichtlokalität für mikroskopische proton- und neutronoptische Potentiale und diskutieren die Güte der lokalen Näherung<sup>39)</sup> (local approximation) in Abhängigkeit von Art und Natur des Projektils.

Im zweiten Teil dieser Arbeit beschäftigen wir uns mit den Ladungsaustauschreaktionen. Wir diskutieren insbesondere die (p,n)-Ladungsaustauschreaktion<sup>41-48)</sup>, die sich in den letzten Jahren bei hohen Einschußenergien ( $E_{\text{inc}} \sim 200 \text{ MeV}$ ) als hervorragendes Hilfsmittel für das Studium der magnetischen Riesenresonanzen erwiesen hat. So wurde im Jahre 1980 die Gamow-Teller-Riesenresonanz (GTR,  $1^+$ ,  $\Delta L=0$ ,  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ) als absolut dominanter Zustand im  $0^0$ -Spektrum der  $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -



Reaktion<sup>46)</sup> bei einer Einschußenergie von 160 MeV entdeckt. Die Existenz dieser Gamow-Teller-Resonanz wurde bereits im Jahre 1963 von K. Ikeda u.a.<sup>49)</sup> theoretisch vorausgesagt. Jedoch die hohen Einschußenergien an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF) machten erst eine eindeutige Identifikation der Gamow-Teller-Resonanz möglich, obwohl schon "Teile" von ihr bei niedrigeren Einschußenergien (45 MeV) gesehen worden waren<sup>41)</sup>. Die mikroskopische Struktur der GTR ist ähnlich der der wohlbekannten isobaren Analogresonanz (IAR,  $0^+$ ,  $\Delta L=0$ ,  $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=1$ ). Beide Riesenresonanzen können im Rahmen der Random-Phase-Approximation (RPA) als kohärente Überlagerung von Protonteilchen-Neutronlochzuständen verstanden werden, die im Falle der IAR zu  $0^+$  und im Falle der GTR zu  $1^+$  koppeln. Neben der GTR zeigen die IUCF-(p,n)-Experimente noch weitere Resonanzen bei höheren Anregungsenergien<sup>47)</sup>. Eine dieser Resonanzen ist vermutlich eine Spin-Isospinflip-Dipolriesenresonanz<sup>47)</sup> ( $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ). Im zweiten Teil dieser Arbeit werden wir die Struktur der  $\Delta L=1$  Spin-Isospinflip-Resonanzen für  $^{208}\text{Pb}$ <sup>50)</sup> ausführlich untersuchen.

Die Entdeckung der GT-Resonanzen ist aus zwei Gründen von großer Bedeutung:

- (1) Sie erlauben eine detaillierte Untersuchung der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung im Spin-Isospin-Kanal. Über diesen Teil der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung ist bisher sehr wenig bekannt.
- (2) Für die Gamow-Teller-Resonanzen existiert eine Summenregel<sup>48)</sup>, die den Betrag der zu erwartenden Übergangsstärke angibt. Wesentlich ist, daß diese Summenregel modellunabhängig ist.

Nun findet man in den (p,n)-Experimenten jedoch nur etwa 50 % der theoretisch erwarteten totalen Gamow-Teller-Übergangsstärke. Für dieses sog. "quenching" der totalen GT-Stärke gibt es im wesentlichen zwei physikalische Erklärungen,

nämlich die Ankopplung der 1 Teilchen-1 Loch GTR an 2 Teilchen-2 Loch-Zustände<sup>63,130)</sup> (core polarization) sowie, viel spektakulärer, die Beimischung von  $\Delta(1232)$  Isobar-Nukleonlochzuständen in die Protonteilchen-Neutronloch- $(pn^{-1})$ -Gamow-Teller-Resonanz<sup>51-62)</sup>.

Die Ankopplung von  $\Delta(S = 3/2, T = 3/2)$ -Teilchen-Nukleonloch- $(\Delta N^{-1})$ -Konfigurationen an die  $(pn^{-1})$ -Gamow-Teller-Resonanz hat den Effekt, daß ein Teil der Gamow-Teller-Stärke von dem Niederenergiespektrum (Anregungsenergien von  $\sim 10$  MeV) weggenommen und in einen Energiebereich um 300 MeV Anregungsenergie hinauftransportiert wird. Man könnte meinen, daß die hohe Anregungsenergie von  $\sim 300$  MeV für die  $(\Delta N^{-1})$  Zustände es diesen unmöglich machen würde, mit den  $(pn^{-1})$ -Konfigurationen effektiv zu mischen. Es ist jedoch zu beachten, daß an den  $(\Delta N^{-1})$ -Anregungen alle Nukleonen im Kern teilnehmen können, weil das  $\Delta$ -Isobar einen Spin  $S = 3/2$  besitzt. Das bedeutet, daß die  $(\Delta N^{-1})$ -Zustände keinem "Pauli blocking" unterworfen sind. Andererseits können zu  $(pn^{-1})$ -Anregungen nur die Nukleonen an der Kernoberfläche, d.h. die Neutronen mit Energien  $\epsilon_F^p \leq \epsilon \leq \epsilon_F^n$  ( $\epsilon_F^p$  = Protonfermienergie,  $\epsilon_F^n$  = Neutronfermienergie) teilnehmen. Folglich kann allein die riesige Zahl von  $(\Delta N^{-1})$ -Konfigurationen den enormen Energiegap von 300 MeV überbrücken und in die niedrigliegende Gamow-Teller-Resonanz hineinkoppeln.

Die  $(p,n)$ -Reaktion induziert Anregungsmoden mit Isospinprojektion  $\Delta T_z = -1$ . Für einen Targetkern mit Isospin  $T_0 \neq 0$  bedeutet dies, daß im Endkern Zustände mit Isospin  $T_0-1, T_0$  und  $T_0+1$  angeregt werden können. Zwischen Zuständen mit verschiedenem Isospin besteht aufgrund der repulsiven  $\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}$ -Restwechselwirkung eine Energieaufspaltung derart, daß Zustände mit höherem Isospin höhere Anregungsenergien besitzen. Obwohl der größte Teil der Übergangsstärke in  $(p,n)$ -Reaktionen zu Zuständen mit Isospin  $(T_0-1)$  geht, ist es häufig schwierig, experimentell

die Übergangsstärke für die Zustände mit Isospin  $T_0$  und  $T_0+1$  zu lokalisieren, weil diese Zustände weit oben im kontinuierlichen Teil des Spektrums liegen. Die (n,p)-Reaktion hingegen regt nur Zustände mit Isospin  $T_0+1$  an. Dies liegt daran, daß die (n,p)-Reaktion den Targetisospin wegen  $\Delta T_z = +1$  um eine Einheit erhöhen muß. Man beachte, daß die  $(T_0+1)$ -Zustände, angeregt in (p,n), Doppelanalogzustände zu den  $(T_0+1)$ -Zuständen sind, die mit (n,p) angeregt werden. Deshalb ist die (n,p)-Reaktion ein hervorragendes Mittel, um Zustände mit höherem Isospin ( $T_0$  Zustände) zu studieren. Bisher gibt es nur sehr wenige theoretische<sup>64)</sup> und experimentelle<sup>65-68)</sup> Arbeiten über (n,p)-Reaktionen. J. Rapaport und Mitarbeiter<sup>134)</sup> beabsichtigen, (n,p) Experimente an schweren Targetkernen ( $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ) durchzuführen. Deshalb studieren wir hier die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$  Reaktion bei verschiedenen Einschußenergien  $E = 30, 60$  und  $120 \text{ MeV}$ <sup>69)</sup>. Diese theoretische Analyse der  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion gibt eine Abschätzung für den zu erwartenden Streuquerschnitt für  $\Delta T_z = +1$  Übergänge. Ferner ist von großem Interesse, wie groß das "quenching" für Spin-Isospinflipübergänge mit  $\Delta T_z = +1$  ist.

Die zum optischen Potential und zu den Ladungsaustauschreaktionen zugehörige Reaktions- und Kernstruktur-Theorie wird in den Kapiteln II und III dargestellt. In Kapitel IV diskutieren wir die Ergebnisse für die mikroskopisch berechneten imaginären optischen Potentiale und besprechen die Streurechnungen, die mit diesen mikroskopischen Potentialen ausgeführt wurden. Die Ergebnisse der (p,n)- und (n,p)-Rechnungen werden in Kapitel V diskutiert. Das Kapitel VI bringt eine kurze Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit.



## II. Reaktionstheorie

### 1) Das optische Potential im Feshbach-Formalismus

Die exakte quantenmechanische Beschreibung von Kernreaktionen erfordert die Lösung der Schrödinger-Gleichung

$$(E-H)\psi^{(+)} = 0 \quad (\text{II-1})$$

wobei  $H$  der volle Hamiltonoperator,  $E$  die Gesamtenergie und  $\psi^{(+)}$  die totale Streulösung des Systems sind. Die Wellenfunktion  $\psi^{(+)}$  enthält alle Informationen über das Streusystem und beschreibt alle Reaktionskanäle vollständig. Der Index  $(+)$  bezeichnet die Randbedingungen, die das Streusystem erfüllt; der elastische Kanal enthält asymptotisch eine einlaufende ebene Welle und auslaufende Kugelwellen, während die Reaktionskanäle nur asymptotisch auslaufende Kugelwellen enthalten.

Wir spalten den vollen Hamiltonoperator  $H$  des Systems auf in

$$H = H_a + H_A + T_{aA} + V_{aA} \quad (\text{II-2})$$

Dabei sind  $H_a$  und  $H_A$  die inneren Hamiltonoperatoren des Projektilsystems  $a$  bzw. des Targetsystems  $A$ .  $T_{aA}$  ist die relative kinetische Energie zwischen Projektil und Target und  $V_{aA}$  ist deren Wechselwirkungsenergie.  $V_{aA}$  kann als Summe aller Zwei-Nukleon-Wechselwirkungen zwischen Projektil- und Targetnukleonen geschrieben werden:

$$V_{aA} = \sum_{\substack{i \in a \\ j \in A}} V(i,j) \quad (\text{II-3})$$

wobei der Summationsindex  $i$  über die Projektil- und der Index  $j$  über die Targetnukleonen läuft. Wir nehmen an, daß  $V(i,j)$  durch eine lokale, effektive Zweikörperwechselwirkung, wie z.B. der M3Y-Kraft<sup>22,23)</sup>, dargestellt werden kann.

Wir entwickeln nun die totale Wellenfunktion  $\psi^{(+)}$  des (a+A)-Systems nach den inneren Energieeigenfunktionen der getrennten Kerne

$$\psi^{(+)} = \sum_{m,n} \psi_{a,m} \psi_{A,n} \chi_{mn}(\vec{R}) . \quad (\text{II-4})$$

Dabei wird angenommen, daß die inneren Projektilwellenfunktionen  $\psi_{a,m}$  und die inneren Targetwellenfunktionen  $\psi_{A,n}$  für sich völlig antisymmetrisch sind. Die Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnukleonen jedoch muß explizit durchgeführt werden. Im Falle der Streuung zusammengesetzter Projektile ist diese Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnukleon äußerst kompliziert und wird deshalb meistens vernachlässigt. Die Relativbewegung zwischen Projektil und Target in den angeregten Zuständen m und n wird durch die Wellenfunktionen  $\chi_{mn}(\vec{R})$  beschrieben;  $\vec{R}$  ist die Relativkoordinate.

Zur Beschreibung der elastischen Streuung benötigen wir die Kenntnis der elastischen Streuwellenfunktion  $\chi_{00}$ . Um für diese eine Definitionsgleichung zu bekommen, benutzen wir den Projektionsformalismus von Feshbach<sup>14)</sup>. Wir führen Projektionsoperatoren P und Q ein<sup>14)</sup>, mit deren Hilfe wir den gesamten Hilbertraum in zwei orthogonale Unterräume aufteilen. Wir definieren den Operator P durch

$$P: = |\psi_{a0} \psi_{A0}\rangle \langle \psi_{a0} \psi_{A0}| . \quad (\text{II-5})$$

Offensichtlich projiziert P nur auf den elastischen Kanal. Den Operator Q definieren wir durch

$$Q: = I - P \quad (\text{II-6})$$

wobei I der Identitätsoperator ist. Q projiziert auf alle Reaktionskanäle.

Die Projektionsoperatoren P und Q besitzen folgende Eigenschaften:

$$P \cdot P = P, \quad Q \cdot Q = Q \quad (\text{II-7a})$$

$$P \cdot Q = Q \cdot P = 0 \quad (\text{II-7b})$$

und

$$P + Q = I \quad (\text{II-7c})$$

Wir verwenden die Abkürzungen

$$H_{PP} = PHP, \quad H_{QQ} = QHQ \quad (\text{II-8a})$$

$$H_{PQ} = PHQ, \quad H_{QP} = QHP \quad (\text{II-8b})$$

sowie

$$\psi_P^{(+)} = P\psi^{(+)} \quad \text{und} \quad \psi_Q^{(+)} = Q\psi^{(+)} \quad (\text{II-8c})$$

Mit Hilfe der Projektionsoperatoren P und Q läßt sich die Schrödingergleichung aus Gl. (II-1) durch Multiplikation von links mit P bzw. Q in zwei gekoppelte Gleichungen überführen

$$(E - H_{PP})\psi_P^{(+)} = H_{PQ}\psi_Q^{(+)} \quad (\text{II-9a})$$

$$(E - H_{QQ})\psi_Q^{(+)} = H_{QP}\psi_P^{(+)} \quad (\text{II-9b})$$

Lösen wir Gl. (II-9b) nach  $\psi_Q^{(+)}$  auf

$$\psi_Q^{(+)} = \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} H_{QP}\psi_P^{(+)} \quad (\text{II-10a})$$

und setzen das Ergebnis in Gl. (II-9a) ein, so erhalten wir

$$(H_{PP} + H_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} H_{QP})\psi_P^{(+)} = E\psi_P^{(+)} \quad (\text{II-10b})$$



Die Gl. (II-10b) ist eine Bewegungsgleichung für  $\psi_p^{(+)}$ , d.h. in unserem Falle für die elastische Streuwelle. Man beachte, daß die volle Vielkörperinformation, d.h. die Kopplung des elastischen Kanals mit all den anderen Reaktionskanälen durch den komplizierten Operator

$$H_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} H_{QP} \quad (II-11)$$

beschrieben wird. Der Operator  $H_{QP}$  führt das System vom elastischen Kanal in die Reaktionskanäle, der Operator  $(E - H_{QQ} + i\epsilon)^{-1}$  beschreibt die Propagation des intermediären Systems im Q-Raum und  $H_{PQ}$  führt das System zurück in den elastischen Kanal.

Mit Hilfe des Projektionsoperators P aus Gl. (II-5) und der Orthogonalitätseigenschaft von P und Q läßt sich die elastische Streulösung aus Gl. (II-10b) gewinnen zu

$$\{H_{oo} + \langle \psi_{Ao} \psi_{ao} | V_{aA} Q \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} Q V_{aA} | \psi_{ao} \psi_{Ao} \rangle\} \chi_{oo}(\vec{R}) = E \chi_{oo}(\vec{R}) \quad (II-12a)$$

mit

$$H_{oo} = \langle \psi_{Ao} \psi_{ao} | H | \psi_{ao} \psi_{Ao} \rangle = T_{aA} + E_{ao} + E_{Ao} + \langle \psi_{Ao} \psi_{ao} | V_{aA} | \psi_{ao} \psi_{Ao} \rangle . \quad (II-12b)$$

Wir wählen die Energieskala so, daß die Grundzustandsenergien von Projektil und Target verschwinden, d.h.  $E_{ao}=0$  und  $E_{Ao}=0$ .

Gl. (II-12a) kann dann folgendermaßen geschrieben werden:

$$\{T_{aA} + U_{opt}(E)\} \chi_{oo}(\vec{R}) = E \chi_{oo}(\vec{R}) \quad (II-13)$$

wobei das optische Potential  $U_{opt}(E)$  definiert ist durch

$$\begin{aligned} U_{opt}(E) &= \langle \psi_{Ao} \psi_{ao} | V_{aA} | \psi_{ao} \psi_{Ao} \rangle + \langle \psi_{Ao} \psi_{ao} | V_{aA} Q \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} Q V_{aA} | \psi_{ao} \psi_{Ao} \rangle \\ &= V_{oo}^{(1)} + \Delta U . \end{aligned} \quad (II-14)$$

Der erste Term  $V_{00}^{(1)}$  ist reell, wenn wir von einer reellen, effektiven Projektil-nukleon-Targetnukleon-Wechselwirkung ausgehen.  $V_{00}^{(1)}$  erhält man durch Doppel-faltung der Zweinukleonwechselwirkung mit der Projektil- und Targetkerngrundzustandsdichte. Solche Rechnungen sind durchgeführt worden<sup>17,30-32,70)</sup>, und man hat eine beachtliche Übereinstimmung zwischen  $V_{00}^{(1)}$  und dem Realteil des phänomenologischen optischen Potentials gefunden. Für die Berechnung des zweiten Terms von Gl. (II-14),  $\Delta U$ , benötigt man eine detaillierte Kenntnis der Dynamik des Targetkernsystems.

$\Delta U$  ist energieabhängig, nichtlokal und komplex, da der Propagator

$$g_N = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (E - H_{QQ} + i\epsilon)^{-1} = \mathcal{P}(E - H_{QQ})^{-1} - i\pi \delta(E - H_{QQ}) \quad (\text{II-15})$$

komplex ist. In Gl. (II-15) bezeichnet  $\mathcal{P}$  den Hauptwert.

Neulich hat man grob abgeschätzt<sup>34,71-72)</sup>, daß  $\text{Im}(\Delta U) \gg \text{Re}(\Delta U)$  ist. Dies gilt zumindest an der Kernoberfläche. Der Imaginärteil von  $\Delta U$  stellt die Absorption im elastischen Kanal dar. Gl. (II-15) besagt, daß nur die energierhaltenden Übergänge Beiträge zur Absorption liefern können.

Gl. (II-14) ist eine Definitionsgleichung für das optische Potential im Feshbach-Formalismus<sup>14)</sup>. In diesem Fall wird die Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnukleonen ignoriert. Die Definition des optischen Potentials in Gl. (II-14) ist auch für die Streuung zusammengesetzter Projektile verwendbar.

## 2) Der Imaginärteil des Alpha-Kern optischen Potentials in 2. Ordnung Störungstheorie

Wie bereits oben erwähnt, ist der erste Term  $V_{00}^{(1)}$  des optischen Potentials aus Gl. (II-14) reell, wenn wir von einer reellen, effektiven Nukleon-Nukleon-

Wechselwirkung (NNWW)  $V(i,j)$  ausgehen. Den Imaginärteil des optischen Potentials erhalten wir vom zweiten Term in Gl. (II-14). Natürlich können wir diesen Term nur näherungsweise, d.h. unter ganz bestimmten Modellannahmen berechnen. Unsere Modellannahmen betreffen den Q-Raum, in dem alle angeregten komplizierten Zustände des Streusystems liegen, sowie den exakten Vielteilchenpropagator  $(E-H_{QQ}+i\epsilon)^{-1}$ .

Wir machen folgende Modellannahmen bei der Berechnung des imaginären Alpha-Kern optischen Potentials:

- 1) Das Alphateilchen ist ein Elementarteilchen endlicher Ausdehnung mit Spin  $J_a=0$  und Isospin  $T_a=0$ . Es ist von den Nukleonen im Targetkern unterscheidbar und erleidet während des Streuvorganges keine inneren Anregungen.
- 2) Das  $\alpha$ -Teilchen wechselwirkt nur zweimal mit dem Targetkern, d.h. mit der ersten Wechselwirkung wird der Targetkern unelastisch angeregt und mit der zweiten Wechselwirkung wieder abgeregt. Da die Projektil-Targetnukleonwechselwirkung  $V_{aA}$  bezüglich des Targetsystems wie ein Einteilchenoperator wirkt, können in unserem Modell nur solche intermediären Targetzustände angeregt werden, die in ihrer Wellenfunktion eine 1 Teilchen-1 Loch-Komponente relativ zum Grundzustand  $|\psi_{A0}\rangle$  besitzen. Die gesamte 1 Teilchen-1 Lochstärke verteilt sich über viele komplizierte Zustände. Wir machen nun die Annahme, daß wir diese Stärkeverteilung nicht im einzelnen zu kennen brauchen, sondern effektiv durch 1 Teilchen-1 Loch-Doorwayzustände beschreiben können. Unter "doorways" verstehen wir hier Zustände, die sich nur wenig, nämlich durch eine 1 Teilchen-1 Lochanregung vom Targetgrundzustand unterscheiden. Durch diese "doorways" muß das System laufen, wenn es Mehrteilchen-Mehrlochkonfigurationen in den komplizierten Zuständen direkt anregen will. In unseren Rechnungen wählen wir für die Doorwayzustände RPA-Wellenfunktionen<sup>38)</sup>. Diese haben den großen Vorteil, daß sie Kernkollektivität einschließen.

Die obigen beiden Annahmen bedeuten, daß wir in unserem Modell vom gesamten Q-Raum nur den Unterraum berücksichtigen, der durch Produktwellenfunktionen von der Form

$$|\psi_{ao}\rangle = |\psi_{A,n}^{RPA}\rangle \quad (\text{II-16})$$

aufgespannt wird, wobei in dieser Näherung die RPA-Wellenfunktionen als Energieeigenfunktionen von  $H_A$  angenommen werden. Den Operator  $H_{QQ}$  nähern wir durch

$$H_{QQ} \approx T_{aA} + H_a + H_A + V_{oo}^{(1)} \quad (\text{II-17})$$

Dann erhalten wir für den zweiten Term von Gl. (II-14) in 2. Ordnung Störungstheorie

$$\Delta U^{(2)} = \sum_n \langle \psi_{Ao} \psi_{ao} | V_{aA} | \psi_{ao} \psi_{An} \rangle \frac{1}{E - E_n - T_{aA} - V_{oo}^{(1)} + i\epsilon} \langle \psi_{An} \psi_{ao} | V_{aA} | \psi_{ao} \psi_{Ao} \rangle \quad (\text{II-18})$$

Weiterhin führen wir eine effektive Projektil-Targetnukleonwechselwirkung  $\bar{V}$  ein, indem wir die effektive Nukleon-Nukleonwechselwirkung  $V_{aA}$  über die Projektilgrundzustandsdichteverteilung falten:

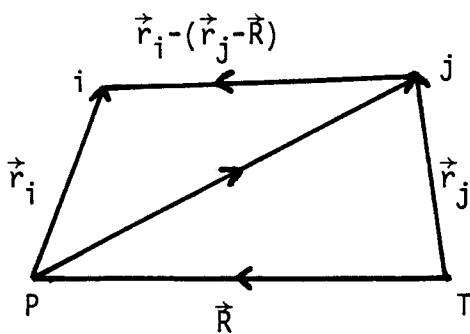


Fig. II.1

P: = Projektilschwerpunkt

T: = Targetschwerpunkt

i: = Projektilnukleon

j: = Targetnukleon

$\vec{r}_i$ : = innere Projektilkoordinate

$\vec{r}_j$ : = innere Targetkoordinate

$\vec{R}$ : = Relativkoordinate

$$\bar{V}(|\vec{r}_j - \vec{R}|) = \int d^3\vec{r}_i \rho_{ao}(\vec{r}_i) V(|\vec{r}_i - (\vec{r}_j - \vec{R})|) \quad (\text{II-19})$$

Außerdem führen wir ein vollständiges Wellenfunktionssystem für den Operator

$T_{aA} + V_{oo}^{(1)}$  ein:



$$(T_{aA} + V_{00}^{(1)}) \chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r}) = E_k \chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r}) \quad . \quad (\text{II-20})$$

Falls  $E_k > 0$  ist, sind die Eigenlösungen  $\chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r})$  Streulösungen mit asymptotisch einlaufenden Kugelwellen. Dies wird durch den Index  $(-)$  angedeutet. Mit Hilfe dieser Funktionen können wir eine Spektralzerlegung der optischen Greenfunktion aus Gl. (II-18) vornehmen. In der Ortsdarstellung erhalten wir

$$\langle \vec{r}' | \frac{1}{E - E_n - T_{aA} - V_{00}^{(1)} + i\epsilon} | \vec{r} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \frac{\chi^{(-)*}(\vec{k}, \vec{r}') \chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r})}{\hbar^2/2\mu(k_n^2 - k^2) + i\epsilon} \quad (\text{II-21a})$$

wobei  $\mu$  die reduzierte Masse und

$$k_n = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - E_n - V_{00}^{(1)})} \quad (\text{II-21b})$$

die Wellenzahl der optischen Greenfunktion ist.

Wir führen nun eine Partialwellenzerlegung von  $\chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r})$  durch

$$\chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r}) = \frac{4\pi}{kr} \sum_{\ell m} i^{-\ell} e^{i(\sigma_\ell + \delta_\ell)} F_\ell(k, r) Y_{\ell m}^*(\hat{k}) Y_{\ell m}(\hat{r}) \quad . \quad (\text{II-22})$$

Dabei ist  $F_\ell$  die reguläre Lösung der radialen Wellengleichung<sup>73)</sup>

$$U_\ell''(r) + \{k^2 - \ell(\ell+1)r^{-2} - U(r)\} U_\ell(r) = 0 \quad . \quad (\text{II-22a})$$

Asymptotisch verhält sich  $F_\ell$  wie

$$F_\ell(k, r) \sim \sin(kr - \frac{1}{2} \ell\pi - \eta \ln(2kr) + \sigma_\ell + \delta_\ell) \quad (\text{II-23})$$

wobei  $\eta$  der Coulomb-Parameter,  $\sigma_\ell$  die Coulomb-Phasenverschiebung und  $\delta_\ell$  die Kernphasenverschiebung ist.

Wir benutzen die Relation<sup>73)</sup>

$$\int_0^\infty dk \frac{F_\ell(k, r) F_\ell(k, r')}{k_n^2 - k^2 + i\epsilon} = - \frac{\pi}{2k_n} F_\ell(k_n, r) H_\ell^{(+)}(k_n, r) \quad (\text{II-24})$$

mit

$$H_{\ell}^{(+)} = G_{\ell} + iF_{\ell} . \quad (\text{II-24a})$$

$G_{\ell}$  ist die irreguläre Lösung von Gl. (II-22a) mit dem asymptotischen Verhalten

$$G_{\ell}(k, r) \sim \cos(kr - \frac{1}{2} \ell \pi - \eta \ln(2kr) + \sigma_{\ell} + \delta_{\ell}) . \quad (\text{II-25})$$

Setzen wir die Entwicklung aus Gl. (II-22) und (II-24a) in Gl. (II-21a) ein, so können wir die Integration über  $d\vec{k}$  analytisch ausführen mit dem Ergebnis

$$g_n(E-E_n; \vec{r}', \vec{r}) = - \frac{2\mu}{\hbar^2 k_n r r'} \sum_{\ell} F_{\ell}(k_n, r_{<}) H_{\ell}^{(+)}(k_n, r_{>}) \sum_{m} Y_{\ell m}(\hat{r}) Y_{\ell m}^{*}(\hat{r}') . \quad (\text{II-26})$$

Unter Verwendung von Gl. (II-19) und Gl. (II-26) erhalten wir für  $\Delta U^{(2)}$  den Ausdruck

$$\Delta U^{(2)}(E; \vec{r}, \vec{r}') = \sum_n \langle \Psi_{A0} | \bar{V} | \Psi_{A,n} \rangle_{\vec{r}} g_n(E-E_n; \vec{r}, \vec{r}') \langle \Psi_{An} | \bar{V} | \Psi_{A0} \rangle_{\vec{r}'} . \quad (\text{II-27})$$

Der Imaginärteil des optischen Potentials ist dann gerade gegeben durch den Imaginärteil von  $\Delta U^{(2)}$ :

$$W(E; \vec{r}, \vec{r}') = \text{Im } \Delta U^{(2)}(E; \vec{r}, \vec{r}') . \quad (\text{II-28})$$

Im Anhang A zeigen wir, daß wir im Falle der  $\alpha$ -Streuung ( $\vec{J}_a=0!$ ) folgende explizite Darstellung für den Imaginärteil des optischen Potentials von Gl. (II-28) bekommen:

$$W(E; \vec{r}, \vec{r}') = \text{Im} \left\{ \frac{1}{16\pi^2} \sum_{\substack{\ell_a \ell_c, L \\ J_n}} \delta_{L, J_n} \frac{\hat{\ell}_a^2 \hat{\ell}_c^2}{\hat{L}^2} (\ell_a 0 \ell_c 0 | L 0)^2 \right. \quad (\text{II-29})$$

$$\cdot F_{J_n, L 0 L}(r) g_{\ell_c}(r, r') F_{J_n, L 0 L}(r') P_{\ell_a}(\cos \theta) \} .$$

In Gl. (II-29) ist

$$g_{\ell_c}(r, r') = F_{\ell_c}(r_<) H_{\ell_c}^{(+)}(r_>) \quad (\text{II-29a})$$

die radiale optische Greenfunktion für die Partialwelle  $\ell_c$ ,  $\theta$  ist der von den Vektoren  $\vec{r}$  und  $\vec{r}'$  eingeschlossene Winkel und  $F_{J_N, \text{LOL}}(r)$  ist der direkte Formfaktor, der den Übergang des Targetsystems vom Grundzustand in den angeregten Zustand  $n$  beschreibt.

Der Formfaktor ist gegeben durch

$$F_{J_N, \text{LOL}}(r) := \int dr_1 r_1^2 \rho_{\text{LOL}}^{J_n}(r_1) V_L(r, r_1) \quad (\text{II-29b})$$

wobei  $V_L(r, r_1)$  der  $L$ -te Multipol in der Multipolentwicklung<sup>132)</sup> der effektiven Projektil-Targetnukleonwechselwirkung  $\bar{V}$  (s. Gl. (II-19)) und  $\rho_{\text{LOL}}^{J_n}(r)$  die Kernübergangsdichte zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand  $n$  ist.

Die RPA-Übergangsdichte ist definiert durch

$$\rho_{\text{LSJ}}^{J_n}(r) = \sum_{\substack{n_1 \ell_1 j_1 \\ n_2 \ell_2 j_2}} \{ X_{j_1 j_2}^{J_n} + Y_{j_1 j_2}^{J_n} \} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\hat{i}}{2} \hat{S} \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{L} \hat{J} \hat{\ell}_1 (\ell_1 0 L 0 | \ell_2 0) \quad (\text{II-29c})$$

$$\begin{pmatrix} \ell_2 & 1/2 & j_2 \\ \ell_1 & 1/2 & j_1 \\ L & S & J \end{pmatrix} R_{n_2 \ell_2 j_2}(r) R_{n_1 \ell_1 j_1}(r)$$

In Gl. (II-29c) sind  $R_{n_1 \ell_1 j_1}(r)$  und  $R_{n_2 \ell_2 j_2}(r)$  die radialen Einteilchenwellenfunktionen und  $X_{j_1 j_2}$  und  $Y_{j_1 j_2}$  sind die Vorwärts- bzw. Rückwärts-RPA-Teilchenloch-Amplituden. Damit sind alle Einzelheiten bekannt, die zur Berechnung des imaginären optischen Potentials aus Gl. (II-29) benötigt werden.

### 3) Das Streuproblem im Impulsraum ( $\vec{k}$ -Raum)

Das zu berechnende, mikroskopische optische Potential ist nichtlokal. Von diesem nichtlokalen Potential müssen wir die elastische Streuwelle  $\chi_{00}$  erzeugen.

Wir können das Streuproblem mit nichtlokalem Potential entweder im Ortsraum ( $\vec{r}$ -Raum) oder im Impulsraum ( $\vec{k}$ -Raum) lösen. Im Ortsraum müssen wir eine Integro-Differentialgleichung lösen: (Wir benutzen die Notation  $\psi_E^{(+)}$  anstelle von  $\chi_{00}$ .)

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \psi_E^{(+)}(\vec{r}) + \int d^3\vec{r}' V(\vec{r}, \vec{r}') \psi_E^{(+)}(\vec{r}') = E \psi_E^{(+)}(\vec{r}) . \quad (\text{II-30})$$

Von Gl. (II-26) erhält man die Schrödingergleichung mit lokalem Potential durch die Ersetzung

$$V(\vec{r}, \vec{r}') \rightarrow \delta(\vec{r} - \vec{r}') V(\vec{r}) . \quad (\text{II-30a})$$

Die Schrödingergleichung im Impulsraum lautet

$$\left[ \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2\mu} \right] \psi_E^{(+)}(\vec{k}) + \int d\vec{k}' V(\vec{k}, \vec{k}') \psi_E^{(+)}(\vec{k}') = 0 . \quad (\text{II-31})$$

Hier ist  $\hbar^2 k^2 / 2\mu$  der Operator der kinetischen Energie und  $E = \hbar^2 k_0^2 / 2\mu$  die Gesamtenergie. Die Wellenfunktion  $\psi_E^{(+)}(\vec{k})$  ist die Fouriertransformierte von  $\psi_E^{(+)}(\vec{r})$

$$\psi_E^{(+)}(\vec{k}) = \int d\vec{r} \langle \vec{k} | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | \psi_E^{(+)} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \psi_E^{(+)}(\vec{r}) . \quad (\text{II-32})$$

Die Beziehung zwischen der Potentialmatrix  $V(\vec{k}, \vec{k}')$  im  $\vec{k}$ -Raum und dem nichtlokalen Potential  $V(\vec{r}, \vec{r}')$  im Ortsraum ist wie folgt gegeben:

$$\begin{aligned} V(\vec{k}, \vec{k}') &= \langle \vec{k} | V | \vec{k}' \rangle = \int d\vec{r} \int d\vec{r}' \langle \vec{k} | \vec{r} \rangle \langle \vec{r} | V | \vec{r}' \rangle \langle \vec{r}' | \vec{k}' \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}'\cdot\vec{r}'} . \end{aligned} \quad (\text{II-33})$$

Die allgemeine Lösung von Gl. (II-30) ist

$$\begin{aligned}\psi_E^{(+)}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} + \int d\vec{r}' G(\vec{r}, \vec{r}') \int V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_E^{(+)}(\vec{r}'') d\vec{r}'' \\ &= e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}' \int d\vec{k}' \frac{e^{i\vec{k}' \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \int d\vec{r}'' V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}'') .\end{aligned}\quad (\text{II-34})$$

Der erste Term in Gl. (II-34) ist die homogene und der zweite Term die inhomogene Lösung der Schrödingergleichung (II-30). Mit Gl. (II-32) und Gl. (II-34) erhalten wir für die Streulösung im  $\vec{k}$ -Raum

$$\psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{k}) = (2\pi)^{3/2} \delta(\vec{k} - \vec{k}_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} \int d\vec{r}'' V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}'')}{k_0^2 - k^2 + i\epsilon} . \quad (\text{II-35})$$

Anstatt Gl. (II-35) direkt zu lösen, ist es bequemer, zunächst eine physikalische Größe zu definieren, die proportional zur Streuamplitude  $f(\theta)$  ist<sup>73)</sup>. Diese Größe ist die T-Matrix:

$$T(\vec{k}, \vec{k}_0) = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu} f(\theta) = \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} \int V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}'') d\vec{r}'' . \quad (\text{II-36})$$

Durch Multiplikation von Gl. (II-34) mit  $\frac{1}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}, \vec{r}')$  von links und Integration über  $d\vec{r}$  und  $d\vec{r}'$  erhält man eine Lippmann-Schwinger-Gleichung für die T-Matrix (s. Anhang D)

$$T(\vec{k}, \vec{k}_0) = \tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}' \tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}') \frac{T(\vec{k}', \vec{k}_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \quad (\text{II-37})$$

mit

$$\tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}') = (2\pi)^3 V(\vec{k}, \vec{k}') = \int d\vec{r} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}'} . \quad (\text{II-37a})$$

Wir führen auf der linken und rechten Seite von Gl. (II-37) eine Partialwellenzerlegung durch und erhalten eine Integralgleichung für jeden Multipol  $\ell$  (s. Anhand D)

$$T_{\ell}(k, k_0) = \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} \int dk' k'^2 \frac{\tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} . \quad (\text{II-38})$$

Die einfachste Methode, um die Lippmann-Schwinger-Gleichung exakt und schnell zu lösen, ist die Matrixinversionsmethode von Haftel und Tabakin<sup>40)</sup>. Man transformiert die Integralgleichung in eine Matrixgleichung der Form (s. Anhand E)

$$\sum_{j=1}^{N+1} F_{\ell}(k_i, k_j) T_{\ell}(k_j, k_0) = \tilde{V}_{\ell}(k_i, k_0) \quad (\text{II-39})$$

wobei

$$F_{\ell}(k_i, k_j) = \delta_{ij} + \frac{2}{\pi} \frac{W_j k_j^2}{k_j^2 - k_0^2} \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_{\ell}(k_i, k_j) \quad (\text{II-39a})$$

für  $j \leq N$  gilt. Für  $j=N+1$  ( $k_0=k_{N+1}$ ) haben wir

$$F_{\ell}(k_i, k_0) = \delta_{i, N+1} - \frac{2}{\pi} \left( \sum_{j=1}^N \frac{W_j k_0^2}{k_j^2 - k_0^2} \right) \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_{\ell}(k_i, k_0) + i k_0 \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_{\ell}(k_i, k_0) \quad (\text{II-39b})$$

Die  $(N+1, N+1)$ -dimensionale Matrix  $F_{\ell}(k_i, k_j)$  ist nichtsingulär, da die Wellenzahl  $k_0$  ( $=k_{N+1}$ ) des einfallenden Teilchens verschieden ist von den anderen  $N$  Integrationspunkten  $k_j$  ( $j=1, 2, \dots, N$ ). Die Inversion der Matrix  $F_{\ell}(k_i, k_j)$  liefert nicht nur Werte für die T-Matrix auf der Energieschale, d.h. für  $k_j=k_0$ , sondern auch Nichtdiagonalelemente  $T_{\ell}(k_j, k_0)$  mit  $k_j \neq k_0$ .

Für die elastische Streurechnung benötigen wir die totale Streuamplitude  $f(\theta)$ . Die totale Streuamplitude  $f(\theta)$  zerlegen wir in einen Kernanteil  $f_N(\theta)$  und den Coulombanteil  $f_C(\theta)$



$$f(\theta) = f_N(\theta) + f_C(\theta) . \quad (\text{II-40})$$

Die Kernstreuamplitude  $f_N(\theta)$  steht durch folgende Relation mit der T-Matrix in Verbindung<sup>74)</sup>

$$f_N(\theta) = \frac{1}{k_0} \sum_{\ell} (2\ell+1) e^{2i\sigma_{\ell}} T_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (\text{II-40a})$$

wobei  $\sigma_{\ell}$  die Coulombphasenverschiebung und  $P_{\ell}(\cos\theta)$  die Legendre-Polynome und  $T_{\ell} = T_{\ell}(k_0, k_0)$  sind.

Die Coulomb-Streuamplitude ist gegeben durch<sup>74)</sup>

$$f_C(\theta) = - \frac{\gamma}{2k_0 \sin^2 \frac{1}{2} \theta} \exp \left[ -i\gamma \ln(\sin^2 \frac{1}{2} \theta) + 2i\sigma_0 \right] . \quad (\text{II-40b})$$

Dabei ist  $\gamma$  der Coulomb-Parameter

$$\gamma = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (\text{II-40c})$$

Mit der Gesamtstreuamplitude  $f(\theta)$  berechnet man den elastischen Streuquerschnitt dann durch

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el} = |f(\theta)|^2 . \quad (\text{II-41})$$

#### 4) DWBA-Näherung für Ladungsaustauschreaktionen

Die Analyse der (p,n)- und (n,p)-Ladungsaustauschreaktionen im zweiten Teil dieser Arbeit führen wir im Rahmen der Distorted Wave Born Approximation (DWBA) durch. Die DWBA-Übergangsamplitude für unelastische Nukleonstreuung und Ladungsaustauschreaktionen läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$T_{i \rightarrow f}^{\text{ADWBA}} = T_{i \rightarrow f}^{\text{D}} + T_{i \rightarrow f}^{\text{E}} \quad (\text{II-42})$$

wobei  $i$  den Anfangszustand und  $f$  den Endzustand des Streusystems bezeichnet. Die totale Übergangsamplitude besteht aus einem direkten Anteil  $T^{\text{D}}$  und einem Austauschanteil  $T^{\text{E}}$ .  $T^{\text{E}}$  berücksichtigt die explizite Antisymmetrisierung zwischen dem Projektil-Nukleon und den Nukleonen im Target. Madsen und Mitarbeiter<sup>75)</sup> haben gezeigt, daß die exakte Behandlung des Austauschterms bei unelastischer Nukleonenstreuung sehr wichtig ist.

Die direkte Übergangsamplitude ist in expliziter Form gegeben durch

$$T_{i \rightarrow f}^{\text{D}} = \int d\vec{r}_0 \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_0) \langle Bb | \sum_i V^{\text{eff}}(0, i) | Aa \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_0) \quad (\text{II-43})$$

wobei  $|A\rangle$  und  $|B\rangle$  den Anfangs- bzw. Endzustand des Targetkerns kennzeichnen. Die Vektoren  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  stellen die Projektil-Spin-Isospinwellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand dar. Die gestörten Wellen (distorted waves)  $\chi_i^{(+)}$  und  $\chi_f^{(-)}$  beschreiben die Relativbewegung zwischen Projektil und Target im Eingangs- und Ausgangskanal.  $V^{\text{eff}}(0, i)$  ist der direkte Teil der effektiven Projektil-Target-nukleon-Wechselwirkung.

Wir wählen die effektive Wechselwirkung in einer analytischen Form, die Zentral- und Tensorkräfte mit geeigneten Isospin- und Spin-Isospinmischungen enthält (die Spin-Bahn-Kraft wird nicht berücksichtigt)

$$V^{\text{eff}}(r) = \sum_i \left[ V_{00}^i(r) + V_{10}^i(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{01}^i(r) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{11}^i(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right. \\ \left. + V_{T0}^i(r) S_{12} + V_{T1}^i(r) S_{12} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right] . \quad (\text{II-43a})$$

Die Radialabhängigkeit der Kräfte ist jeweils in analytischer Form (Gauß- oder Yukawa-Form) gegeben und besteht aus einer Summe von Termen verschiedener Reichweiten. Der Tensoroperator  $S_{12}$  ist definiert durch

$$S_{12} = \frac{3\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2}{r^2} . \quad (\text{II-43b})$$

Der Austauschanteil der Übergangsamplitude  $T^E$  ist gegeben durch

$$T_{i \rightarrow f}^E = \int d\vec{r}_0 \int d\vec{r}'_0 \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}'_0) \langle Bb | \sum_i V^{\text{exch}}(0, i) | Aa \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_0) . \quad (\text{II-44})$$

Der Austauschanteil der effektiven Projektil-Targetnukleonwechselwirkung  $V^{\text{exch}}$  ist durch folgende Transformation mit dem direkten Teil  $V^{\text{eff}}$  verknüpft<sup>76)</sup>:

$$\begin{aligned} V^{\text{exch}}(0, i) &= -V_{0, i}^{\text{eff}} P(0, i) \\ &= -V_{0, i}^{\text{eff}} \delta^3(\vec{r}_i - \vec{r}'_i) \delta^3(\vec{r}_0 - \vec{r}'_0) P_\sigma(0, i) P_\tau(0, i) \\ &= v(0, i) \delta^3(\vec{r} - \vec{r}'_0) \delta^3(\vec{r}_0 - \vec{r}'_i) . \end{aligned} \quad (\text{II-44a})$$

Die Austauschkraftmischung von  $v(0, i)$  ist definiert durch

$$v(0, i) = -V_{0, i}^{\text{eff}} \cdot P_\sigma(0, i) \cdot P_\tau(0, i) \quad (\text{II-44b})$$

wobei

$$P_\sigma(0, i) = \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \text{ der Spin-Austauschoperator} \quad (\text{II-44c})$$

und

$$P_\tau(0, i) = \frac{1}{2} (1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \text{ der Isospin-Austauschoperator} \quad (\text{II-44d})$$

ist.

Aus Gl. (II-44b) erhalten wir folgende Beziehung zwischen den direkten Kraftkomponenten  $V_{ij}$  und den Austauschkraftkomponenten  $v_{ij}$ .

a) Zentralkraft

$$\begin{pmatrix} v_{00} \\ v_{10} \\ v_{01} \\ v_{11} \end{pmatrix} = -\frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 3 & 3 & 9 \\ 1 & -1 & 3 & -3 \\ 1 & 3 & -1 & -3 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{00} \\ v_{10} \\ v_{01} \\ v_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{II-45a})$$

b) Tensorkraft

$$\begin{pmatrix} v_{10} \\ v_{11} \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 3 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{10} \\ v_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{II-45b})$$

Die Berechnung der Austauschamplitude  $T^E$  ist ziemlich kompliziert<sup>75)</sup>, denn sie involviert ein 6-dimensionales Integral. Wir berechnen die Austauschamplitude mit Hilfe des DWBA-Programms FROST-MARS von F. Osterfeld<sup>77)</sup>.

### III. Kernstrukturtheorie

#### 1) Kernübergangsdichten in der RPA-Näherung

Für die mikroskopische Berechnung des optischen Potentials sowie für die Berechnung der Ladungsaustauschreaktionen benötigen wir die mikroskopischen Kernübergangsdichten  $\rho_n^{tr}$  zwischen Grund- und angeregten Kernzuständen  $n$ , Gl. (II-29c). Nun gibt die RPA-Theorie eine sehr befriedigende Beschreibung von Kernspektren für Kerne mit abgeschlossenen Schalen. In der RPA wird ein angeregter Kernzustand  $|\psi_n\rangle$  durch eine Linearkombination von Teilchen-Lochzuständen beschrieben

$$|\psi_n\rangle = \sum_{m,i} \{X_{mi}^n a_m^+ a_i - Y_{mi}^n a_i^+ a_m\} |\psi_0\rangle. \quad (\text{III-1})$$

Dabei ist  $|\psi_0\rangle$  der exakte korrelierte Grundzustand des Kerns. Die Operatoren  $a_m^+$  und  $a_i$  sind die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, die ein Nukleon im Zustand  $m$  erzeugen bzw. ein Nukleon im Zustand  $i$  vernichten. Die Koeffizienten  $X_{mi}^n$  und  $Y_{mi}^n$  sind die Vorwärts- bzw. Rückwärts-Teilchen-Loch-Amplituden. Die Kernübergangsdichte  $\rho_n^{tr}(r)$  für einen Übergang vom Grundzustand  $|\psi_0\rangle$  zum angeregten Zustand  $|\psi_n\rangle$  ist dann gegeben durch

$$\rho_n^{tr}(\vec{r}) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} (X_{\lambda_1 \lambda_2}^n + Y_{\lambda_1 \lambda_2}^n) \phi_{\lambda_1}^*(\vec{r}) \hat{\phi}_{\lambda_2}(\vec{r}) \quad (\text{III-2})$$

wobei die  $\phi_{\lambda_i}$  die Einteilchenwellenfunktionen sind. Die RPA-Amplituden  $X$  und  $Y$  werden durch Lösung der bekannten RPA-Gleichung<sup>78)</sup> erhalten

$$X_{\lambda_1 \lambda_2}^n = \frac{n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}}{\epsilon_{\lambda_1} - \epsilon_{\lambda_2} - \Omega_n} \sum_{\lambda_3 \lambda_4} F_{\lambda_1 \lambda_3, \lambda_2 \lambda_4}^{ph} X_{\lambda_3 \lambda_4}^n \quad (\text{III-3})$$

Hier ist  $n_\lambda$  die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Einteilchenzustandes ( $n_\lambda = 0$  oder 1), die  $\epsilon_\lambda$  sind die Einteilchenenergien und  $\epsilon_n$  ist die Energie des angeregten Kernzustandes  $|n\rangle$ .  $F^{ph}$  ist die effektive Teilchen-Loch-Wechselwirkung und die  $X^n$  sind die RPA-Amplituden.

Um die Gl. (III-3) zu lösen, brauchen wir als Eingabe die Einteilchenenergien  $\epsilon_\lambda$  und die effektive Teilchen-Loch-Wechselwirkung  $F^{ph}$ . Die Einteilchenenergien  $\epsilon_\lambda$  und die zugehörigen Einteilchenwellenfunktionen  $\varphi_\lambda(\vec{r})$  erzeugen wir von einem Woods-Saxon-Potential der Form

$$V_{W-S}(r) = V_0 \frac{1}{1+\exp(\frac{r-R_0}{a_0})} + (\frac{\hbar}{mc})^2 V_{LS} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{1+\exp(\frac{r-R_{LS}}{a_{LS}})} \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma} + V_C(r) \quad (III-4)$$

wobei  $V_C(r)$  das Coulomb-Potential einer sphärischen gleichförmigen Ladungsverteilung mit Coulomb-Radius  $R_C = r_C \cdot A^{1/3}$  ist.

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_C} (3 - \frac{r^2}{R_C^2}) & \text{für } r \leq R_C \\ \frac{Ze^2}{r} & \text{für } r > R_C \end{cases} \quad (III-5)$$

Die Parameter des Woods-Saxon-Potentials (Gl. (III-4)) werden so gewählt, daß die experimentell bekannten Einteilchenenergien in der Nähe der Fermikante  $\epsilon_F$  wiedergegeben werden.

Zur Berechnung elektrischer Übergänge benutzen wir für die Teilchen-Loch-Reswechselwirkung den  $\ell=0$  Term der dichteabhängigen Nullreichweitekraft ( $\delta$ -Kraft) von Migdal<sup>78,79)</sup>

$$F_0^{ph}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = C_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \{ f_0(\vec{r}) + f'_0(\vec{r}) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + g_0(\vec{r}) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + g'_0(\vec{r}) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \}, \quad (III-6)$$

wobei  $\vec{r} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$  die Schwerpunktskoordinate des Teilchen-Lochpaares ist und die Funktion



$$F(r) = F^{\text{ex}} + (F^{\text{in}} - F^{\text{ex}})\rho(r) \quad (\text{III-7})$$

die Dichteabhängigkeit der Teilchen-Loch-Kraft beschreibt ( $F := f_0, f'_0, g_0, g'_0$ ).

Die Dichte  $\rho$  ist definiert durch

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (\text{III-8})$$

wobei  $R = r_0 A^{1/3}$  der Kernradius,  $a$  die Diffuseness und  $\rho_0$  die zentrale Dichte ist.

Die Gesamtstärke der Kraft wird durch den Parameter

$$C_0 = \frac{1}{\left(\frac{dn}{d\epsilon}\right)_{\epsilon_F}} \quad (\text{III-9})$$

festgelegt, wobei  $\left(\frac{dn}{d\epsilon}\right)_{\epsilon_F}$  die Dichte der Einteilchenzustände an der Fermikante ist.

Die Parameter  $F^{\text{ex}}$  und  $F^{\text{in}}$  bezeichnen die inneren und äußeren Kraftstärken.

Die Gesamtstärke  $C_0$  der Kraft und der Radius  $R$  werden so angepaßt, daß die Anregungsenergie und Übergangswahrscheinlichkeit des niedrigliegenden kollektiven  $3^-$ -Zustandes im jeweils untersuchten Kern reproduziert werden. Die Migdalschen Kraftparameter sind außerdem an Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{208}\text{Pb}$  sowie an Übergängen in den Nachbarkernen von  $^{208}\text{Pb}$  getestet worden<sup>78)</sup>. Dabei hat man festgestellt, daß nur der elektrische, isoskalare Kraftparameter  $f_0$  eine starke Dichteabhängigkeit zeigt, während der elektrische Isektor-Kraftparameter  $f'_0$  und die magnetischen Kraftparameter  $g_0$  ( $\Delta S=1$ ) und  $g'_0$  ( $\Delta S=1, \Delta T=1$ ) nur schwach dichteabhängig sind.

Infolge der vielen bekannten kollektiven elektrischen Zustände sind die elektrischen Kraftkonstanten  $f_0$  und  $f'_0$  sehr gut erforscht. Mit den Kraftparametern von Gl. (III-6) kann man sowohl das niedrigliegende Energiespektrum als auch die Riesenresonanzzustände verschiedener doppelt magischer Kerne<sup>78)</sup> konsistent beschreiben. Entsprechend gut sind deshalb auch die Übergangsdichten, die wir für die mikroskopische Berechnung des optischen Potentials benötigen.

## 2) Die effektive Teilchen-Loch-Restwechselwirkung im Spin-Isospin-Kanal

Die theoretische Untersuchung von elektrischen Riesenresonanzen<sup>78)</sup> hat gezeigt, daß die RPA eine angemessene Vielteilchentheorie zur Beschreibung von Riesenresonanzen ist. Die umfangreichen Rechnungen für Riesenresonanzen wurden unter Benutzung der von Migdal erweiterten Landauschen Teilchen-Loch-Restwechselwirkung (Gl. (III-6)) durchgeführt. Rechnungen für isoskalare und isovektorielle Resonanzen<sup>78)</sup> stimmen mit den experimentellen Daten sehr gut überein. Es stellt sich heraus, daß die elektrischen Riesenresonanzen nur auf die Kraftstärken  $f_0$  und  $f'_0$ , nicht aber auf die genaue Radialstruktur der benutzten Teilchen-Loch-Wechselwirkung sensitiv sind. Dies ist anders für die magnetischen Eigenschaften der Kerne. Hier benötigt man wirklich eine Restwechselwirkung endlicher Reichweite, um gleichzeitig verschiedene magnetische Eigenschaften der Kerne wie magnetische Momente, magnetische Übergangswahrscheinlichkeiten und Energien von magnetischen Niedrigspin- und Hochspinzuständen erklären zu können. Insbesondere erfordert die Beschreibung der magnetischen Momente eine stark repulsive Wechselwirkung im Spin ( $g_0$ ) und Spin-Isospin ( $g'_0$ ) Kanal<sup>78)</sup>. Andererseits erfordert die Beschreibung von magnetischen Hochspinzuständen, die in den letzten Jahren in hochauflösenden, unelastischen Elektronstreuexperimenten<sup>80)</sup> entdeckt wurden, eine äußerst schwache, praktisch verschwindende Restwechselwirkung<sup>81)</sup>. Nun sind magnetische Hochspinzustände nur auf die Teilchen-Loch-Restwechselwirkung bei hohen Impulsüberträgen sensitiv. Das heißt, um magnetische Momente und magnetische Hochspinzustände gleichzeitig beschreiben zu können, benötigt man eine impulsabhängige ( $q$ ) Restwechselwirkung, die bei kleinen Impulsüberträgen stark repulsiv ist und bei hohen Impulsüberträgen verschwindet. Eine solche  $q$ -abhängige Kraft ist von Speth und Mitarbeitern<sup>85)</sup> entwickelt worden. Sie benutzen eine Restwechselwirkung, die sich aus dem Ein-Pion<sup>82,83)</sup> ( $\pi$ )- und dem Ein-Rho<sup>84)</sup> ( $\rho$ )-Austauschpotential und einem kurzreichweitigen, repulsiven  $\delta$ -Funktionspotential zusammensetzt.

Diese Kraft kann im Impulsraum ( $\vec{q}$ -Raum) folgendermaßen geschrieben werden<sup>85)</sup>:

$$F_{\sigma\tau}^{ph}(\vec{q}) = C_0 g_0' \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 - \frac{4\pi f_\pi^2}{m_\pi^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}}{q^2 + m_\pi^2} - \frac{4\pi f_\rho^2}{m_\rho^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \frac{(\vec{\sigma}_1 \times \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \times \vec{q})}{q^2 + m_\rho^2} \quad (\text{III-10})$$

wobei  $f_\pi^2 = 0.081$  die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante und  $f_\rho^2 = 4.86$  die Rho-Nukleon-Kopplungskonstante ist. Die Masse des  $\pi$ - und  $\rho$ -Mesons ist gekennzeichnet durch  $m_\pi$  (= 138 MeV) und  $m_\rho$  (= 770 MeV). Die Kraft  $F_{\sigma\tau}^{ph}$  enthält Zentral- und Tensorkomponenten. Das  $\rho$ -Meson-Austauschpotential  $V_\rho$  ist aufgrund der schweren Masse des  $\rho$ -Mesons sehr kurzreichweitig. Dieser kurzreichweitige Teil der Kraft wird wesentlich beeinflusst vom repulsiven kurzreichweitigen  $\omega$ -Meson-Austauschpotential. Dieser Effekt des  $\omega$ -Mesons wird effektiv in  $F_{ph}$  eingeschlossen, indem der Zentralteil des  $\rho$ -Austauschpotentials mit 0.4 multipliziert wird<sup>85)</sup>.

In Figur 1 zeigen wir  $F_{ph}(q)$  aus Gl. (III-10) als Funktion vom Impulsübertrag  $q$ . Die Zentral- und Tensorkomponenten des  $(\pi\rho)$ -Austauschpotentials sind getrennt dargestellt. Die dicke volle Kurve ist die Summe aller Beiträge aus nullreichweitigem ( $g_0'$ )  $\delta$ -Anteil und den Zentral- und Tensorkomponenten des  $\pi$ - und  $\rho$ -Austauschpotentials. Die dicke gestrichelte Kurve ist die gleiche Summe, jedoch wurde hier der Zentralanteil des  $\rho$ -Austauschpotentials um einen Faktor 0.4 reduziert. Wie wir aus Figur 1 ersehen, ist die Teilchen-Loch-Restwechselwirkung  $F_{\sigma\tau}^{ph}$  im Spin-Isospin-Kanal für kleine Impulsüberträge  $q$  stark repulsiv und fällt mit wachsendem Impulsübertrag schnell ab. Für  $q$ -Werte  $q > 1 \text{ fm}^{-1}$  ist  $F_{\sigma\tau}^{ph}$  dann schwach attraktiv.

Die Spin-Isospin-Kraft  $F_{\sigma\tau}^{ph}$  (Gl. (III-10)) kann kollektive magnetische Resonanzzustände nur dann erzeugen, wenn die Fouriertransformierten der Kernübergangsdichten

$$\rho(\vec{q}) = \int d\vec{r} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \text{tr}_{\rho_n}(\vec{r}) \quad (\text{III-11})$$

besonders groß bei niedrigen Impulsüberträgen  $q$  sind. Nur dann sind die Matrixelemente der Restwechselwirkung groß und können Anregungsenergie und Übergangsstärke eines Zustandes stark beeinflussen.

Die Kollektivität verschiedener unnatürlicher Paritätszustände, angeregt in Ladungsaustauschreaktionen, werden wir in Kapitel V eingehend diskutieren.

#### IV. Diskussion der Ergebnisse für das $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ mikroskopische imaginäre optische Potential

##### 1) Die effektive Alpha-Targetnukleon-Wechselwirkung

Zur Berechnung des optischen Potentials aus Gl. (II-27) bzw. aus Gl. (II-29) müssen wir zunächst eine effektive  $\alpha$ -Targetnukleon-Wechselwirkung konstruieren. Dazu gehen wir von einer effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (NNWW) zwischen Projektilnukleon  $i$  und Targetnukleon  $j$  aus und falten diese mit der Alphagrundzustandswellenfunktion.

Für die effektive NNWW wählen wir die sog. M3Y-Kraft von Bertsch und Mitarbeitern<sup>22,23</sup>). Die M3Y-Kraft besteht aus einer Summe dreier Yukawakräfte verschiedener Reichweiten. Sie stellt im wesentlichen die lokale Parametrisierung einer G-Matrix dar, die ausgehend von einer realistischen NNWW für gebundene Probleme abgeleitet wurde. Da wir das  $\alpha$ -Teilchen als ein Elementarteilchen mit Spin  $J_a = 0^+$  und Isospin  $T_a = 0$  annehmen, kann nur der Zentralanteil  $V_{00}$  der M3Y-Kraft in der Reaktion wirksam werden. Dieser ist gegeben durch

$$V_{00}^{N-N}(r) = \left[ 6315 \frac{e^{-\left(\frac{r}{0.25}\right)}}{\left(\frac{r}{0.25}\right)} - 1961 \frac{e^{-\left(\frac{r}{0.4}\right)}}{\left(\frac{r}{0.4}\right)} \right] \text{ MeV} \quad (\text{IV-1})$$

wobei in unserem Fall  $r = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$  der Abstand zwischen dem Projektilnukleon  $i$  und Targetnukleon  $j$  ist. Um die effektive  $\alpha$ -Targetnukleonwechselwirkung  $\bar{V}_{\alpha N}$  zu bestimmen, müssen wir  $V_{00}^{N-N}(r)$  mit der Alphasdichteverteilung falten. Natürlich möchten wir wieder einen analytischen Ausdruck für  $\bar{V}$  bekommen, weil das die Streurechnung wesentlich erleichtert. Deshalb wählen wir eine Gaußförmige  $\alpha$ -Grundzustandswellenfunktion<sup>86</sup>), denn dann können wir die Faltung analytisch ausführen.

Die Yukawakraft aus Gl. (IV-1) transformieren wir in eine äquivalente Gaußkraft nach dem Kriterium, daß die Fouriertransformierten beider Potentiale bis zur

zweiten Ordnung in ihrer Potenzreihenentwicklung übereinstimmen sollen. Das bedeutet gleichzeitig, daß die Volumenintegrale beider Potentiale übereinstimmen. Die Reichweite der Gaußkräfte wählen wir doppelt so groß wie die der Yukawakräfte, so daß beide Kraftformen in etwa die gleiche Asymptotik besitzen. Die zur Yukawakraft Gl. (IV-1) äquivalente Gaußkraft wird dann mit der Gaußförmigen inneren Alphawellenfunktion<sup>86)</sup> gefaltet mit dem Ergebnis (s. Anhang B)

$$\bar{V}_{\alpha-N}(r) = \left[ 319.2 e^{-0.505 r^2} - 310.1 e^{-0.422 r^2} \right] \text{ MeV} . \quad (\text{IV-2})$$

Wir müssen diese so konstruierte effektive  $\alpha$ -Targetnukleonkraft testen, ob sie auch vernünftige Ergebnisse liefert. Dies tun wir dadurch, daß wir mit ihr unelastische  $\alpha$ -Kernstreudaten analysieren. Wenn die Kraft unelastische Alphastreueung beschreibt, so können wir sie auch für die Berechnung des optischen Potentials verwenden.

Als Testfall wählen wir die unelastische  $\alpha$ -Streuung zum niedrigliegenden, kollektiven ( $3^-$ , 3.73 MeV)-Zustand in  $^{40}\text{Ca}$ . Durch Faltung der Alpha-Nukleonkraft mit der mikroskopischen  $3^-$ -RPA-Übergangsdichte erhalten wir einen mikroskopischen Formfaktor, von dem wir mit den in Tabelle I angegebenen phänomenologischen optischen Parametern den unelastischen Streuquerschnitt in der DWBA-Näherung berechnen. In Figur 2 zeigen wir Analysen von unelastischen Alphastreudaten<sup>89,88)</sup> zum ( $3^-$ , 3.73 MeV)-Zustand in  $^{40}\text{Ca}$  bei 31 und 100 MeV Einschußenergie. Die mikroskopischen DWBA-Rechnungen beschreiben die experimentellen Winkelverteilungen sowohl in der Form als auch in der absoluten Größe ziemlich gut. Lediglich bei den 31 MeV-Daten muß die Alpha-Targetnukleon-Kraft um einen Faktor 1.25 renormiert werden. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich in der Vernachlässigung von Austauscheffekten zu suchen, die bei niedrigen Einschußenergien besonders wichtig sind. Man beachte, daß bei den 100 MeV-Daten keine Renormierung nötig ist ( $N = 1.0$ ). Durch diese gute Beschreibung von un-



elastischen Streudaten können wir die Alpha-Targetnukleon-Wechselwirkung als bekannt ansehen (d.h. wir haben sie an unelastische Streuung geeicht) und mit dieser Kraft das mikroskopische imaginäre optische Potential für  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$  berechnen.

## 2) Beiträge zum imaginären Potential $W$ von verschiedenen Klassen intermediärer Zustände

---

Wir haben die zur Berechnung des  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$  imaginären optischen Potentials benötigte Alpha-Targetnukleon-Wechselwirkung geeicht (Gl. (IV-2)). Wir berechnen das imaginäre optische Potential nun in zweiter Ordnung Störungstheorie (Gl. (II-28), Gl. (II-29)) bei Einschußenergien von 31 und 100 MeV. Da wir das  $\alpha$ -Projektil als ein Elementarteilchen mit Spin  $J_a^\pi = 0^+$  und Isospin  $T_a = 0$  ansehen, können nur isoskalare ( $\Delta T=0$ ), natürliche Paritätszustände ( $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, 6^+$ ) in der  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$  Streuung intermediär angeregt werden (Spinflip- und Ladungsaustauschübergänge sind verboten). In unserer Potentialrechnung benutzen wir die RPA-Vektoren von Krewald und Speth<sup>38)</sup> für die Beschreibung der intermediären Zustände  $\psi_{An}$ . Die RPA-Rechnungen wurden in einem großen Basisraum, der alle  $1\hbar\omega$ ,  $2\hbar\omega$  und  $3\hbar\omega$  Teilchen-Lochanregungen einschließt, ausgeführt. Bei der Berechnung des imaginären  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$  optischen Potentials berücksichtigen wir alle energetisch offenen, unelastischen Kanäle, d.h. bei 31 MeV werden etwa 60 intermediäre Zustände einbezogen. Bei der 100 MeV Rechnung werden infolge der Beschränkung der RPA-Basis nur intermediäre Zustände mit  $E_n \leq 76$  MeV berücksichtigt (175 intermediäre Zustände). Der energetisch niedrigste  $1^-$ ,  $T=0$  Zustand, der keine inneren Freiheitsgrade des Kerns sondern die Schwerpunktsbewegung des Gesamtsystems beschreibt (der kollektive  $1^-$ ,  $T=0$  Zustand ist ein sog. Geisterzustand), wird bei der Summation über die intermediären Zustände ausgeschlossen<sup>90,91)</sup>. In Tabelle IIa-IIg sind die Anregungsenergien und die Übergangswahrscheinlich-

keiten (BEL-Werte) der verschiedenen intermediären Zustände zusammengestellt.

Für die Berechnung des optischen Potentials müssen wir neben der effektiven  $\alpha$ -Targetnukleon-Kraft  $\bar{V}_{\alpha N}$  und den intermediären angeregten Targetzuständen  $\psi_{An}$  auch den intermediären Propagator  $g_n$  aus Gl. (II-27) kennen. In unseren Rechnungen benutzen wir eine optische Greenfunktion. Die optischen Parameter dafür sind in Tabelle I angegeben. Wir benutzen ein phänomenologisches Potential für  $V_{00}^{(1)}$  und addieren außerdem einen Imaginärteil  $W$ , dessen Stärke wir auf 8 MeV festlegen. Testrechnungen mit 2 MeV Absorption oder mit dem vollen imaginären Potential haben gezeigt, daß das berechnete imaginäre Potential fast unabhängig von der Größe der Absorption im intermediären Kanal ist. Jedoch muß eine gewisse Absorption vorhanden sein, um Potentialresonanzen zu dämpfen.

Mit der Alpha-Targetnukleon-Kraft  $\bar{V}_{\alpha N}$ , den intermediären RPA-Zuständen  $\psi_{An}$  und der optischen Greenfunktion  $g_n$  berechnen wir nun den Imaginärteil  $W(E;r,r')$  des nichtlokalen optischen Potentials. In Figur 3 zeigen wir zunächst für eine Einschußenergie von 31 MeV Beiträge zur Absorption, die von verschiedenen Klassen intermediärer Zustände erzeugt werden. Dabei klassifizieren wir die Zustände nach ihrer Multipolarität  $J^\pi$ . Wir zeigen nur die Diagonalwerte  $W(r,r)$ , und zwar für  $0^+$ -,  $1^-$ -,  $2^+$ - und  $3^-$ -Zustände. Die Beiträge der  $4^+$ -,  $5^-$ - und  $6^+$ -Zustände sind sehr klein und sind deshalb nicht aufgeführt. Die  $2^+$ - und  $3^-$ -Zustände produzieren hauptsächlich Absorption an der Kernoberfläche. Dies gilt insbesondere für den niedrigliegenden kollektiven  $3^-$ -Zustand, aber auch für die Quadrupolriesenresonanz. Aufgrund ihrer Kollektivität haben diese Zustände Übergangsdicken, die besonders groß an der Kernoberfläche sind. Deshalb tragen diese Zustände dann auch dort am meisten zur Absorption bei. Der große Beitrag der  $0^+$ -Zustände zur Absorption im Kerninnern geht hauptsächlich nur auf einen Zustand zurück, nämlich auf die isoskalare Monopolriesenresonanz, die bei einer Anregungsenergie von  $\sim 19$  MeV liegt. Die  $0^+$ -Zustände haben einen großen Einfluß auf

die Endform des lokalen optischen Potentials, das wir später diskutieren werden. Sie liefern, wie Figur 3 zeigt, den Hauptbeitrag zum Potential bei kleinen Radien  $r \sim 1$  fm. Der Effekt der  $0^+$ -Zustände auf die Potentialform ist andererseits weniger wichtig für das Nukleon-Kern optische Potential<sup>19-20)</sup>. Die Rechnungen für Nukleon-Kern-Streuung<sup>19,20)</sup> schließen jedoch Austauscheffekte exakt ein, welche besonders groß für hohe Multipolaritäten<sup>93)</sup> sind. Der  $0^+$ -Zustand wird deshalb wegen des Einschlusses von Austausch nicht so stark betont. Tatsächlich spielen Austauscheffekte auch in der Alphastreue eine Rolle, und wir glauben, daß der Austausch für Alphastreue ähnliche Eigenschaften haben sollte wie für Nukleonstreuung. Deshalb glauben wir, daß der innere Teil von  $W$  in unseren Rechnungen überschätzt wird. Andererseits wissen wir aber auch, daß der innere Teil des Potentials nicht sehr wichtig für Alphastreue ist, weil das Alpha-Teilchen bereits an der Kernoberfläche absorbiert wird<sup>128)</sup>.

Da wir die effektive Wechselwirkung  $\bar{V}_{\alpha n}$  an unelastische Streudaten des  $3^-$ , 3.73 MeV-Zustandes angepaßt haben, schließen wir Austauscheffekte für die Multipolarität  $L=3$  implizit ein. Für die niedrigen Multipolaritäten ( $L < 3$ ) überschätzen wir dann die Austauscheffekte, während wir sie für höhere Multipolaritäten unterschätzen. Da die  $3^-$ -Zustände dominant und besonders groß in der Kernoberfläche sind, ist dieser Fehler bezüglich der Austauscheffekte wahrscheinlich nicht sehr groß, denn die Überschätzung von Austausch für die  $2^+$ -Zustände wird teilweise kompensiert durch die Unterschätzung von Austausch für die  $4^+$ - und  $5^-$ -Zustände.

### 3) Die Nichtlokalität des imaginären optischen Potentials $W(E, \vec{r}, \vec{r}')$

Eine wichtige Eigenschaft des berechneten imaginären optischen Potentials  $W$  ist seine Nichtlokalität. Die Form der Nichtlokalität wird wesentlich durch die intermediäre Greenfunktion  $g_n$  aus Gl. (II-28) bzw. Gl. (II-29) bestimmt. Zunächst

wollen wir das nichtlokale Verhalten des berechneten Potentials für den Fall einer freien Greenfunktion ( $V_{00}^{(1)} = 0$ ) untersuchen, denn dann ist das nichtlokale Verhalten ziemlich einfach zu verstehen. Die Nichtlokalität der freien Greenfunktion ist durch folgende Gleichung gegeben<sup>17,19)</sup>

$$\text{Im } g_n^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}') = - \frac{2\mu k_n^{(0)}}{\hbar^2} \frac{\sin(k_n^{(0)} S)}{k_n^{(0)} S} \quad (\text{IV-3})$$

Dabei ist die Nichtlokalitätskoordinate  $S$  definiert durch

$$S = |\vec{r} - \vec{r}'| \quad (\text{IV-3a})$$

und die Wellenzahl  $k_n^{(0)}$  durch

$$k_n^{(0)} = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - E_n)} \quad (\text{IV-3b})$$

Die Nichtlokalität in Gl. (IV-3) hat die Struktur einer Besselfunktion  $j_0(k_n^{(0)} S)$  mit einem großen Diagonalwert bei  $S=0$  und relativ kleinen positiven und negativen Oszillationen bei großen  $S$ .

Das Nichtlokalitätsverhalten von Potentialen berechnet mit einer optischen Greenfunktion ist wesentlich komplizierter. In Figur 4 und 5 zeigen wir das Nichtlokalitätsverhalten von  $W(\vec{r}, \vec{r}', E)$  bei Einschußenergien von 31 bzw. 100 MeV für einen Nichtlokalitätswinkel  $\Theta$  von  $0^\circ$  ( $\Theta = \angle(\vec{r}, \vec{r}')$ ). Das Potential ist jeweils in perspektivischer Form als Funktion von  $r$  und  $r'$  gezeichnet. Man sieht, daß das Potential als Funktion von  $S = |\vec{r} - \vec{r}'|$  ziemlich stark oszilliert. Die positiven Oszillationen von  $W$  sind besonders groß beim 100 MeV-Potential (Figur 5). Ähnliche Nichtlokalitätseigenschaften von  $\alpha$ -Potentialen wurden auch von M. Lassaut<sup>35)</sup> gefunden. Die Nichtlokalitätslänge  $b$  ist an der Kernoberfläche etwa 0.69 fm für 31 MeV und 0.42 fm für 100 MeV Einschußenergie. Unter der Nichtlokalitätslänge  $b$  versteht man den Wert von  $S$ , bei dem die Funktion  $W(\vec{R}, \vec{S})$  um  $1/e$  gegenüber dem

Diagonalwert  $W(\vec{R}, \vec{S}=0)$  abfällt. Dabei ist  $\vec{R}$  die Schwerpunktskoordinate  $\vec{R} = 1/2 (\vec{r} + \vec{r}')$ . Die Nichtlokalitätslängen für Alphapotentiale sind viel kleiner als für Neutron- oder Protonpotentiale ( $b = 1.6$  fm für 30 MeV Neutronen<sup>19)</sup>). Die Ursache dafür liegt darin, daß aufgrund der größeren reduzierten Masse  $\mu_\alpha$  die Wellenzahl  $k_n^{(0)}$  (Gl. (IV-3b)) für Alphastreuung viel größer ist als für Neutronstreuung ( $\mu_\alpha \sim 4 \mu_n$ ). Eine größere Wellenzahl bewirkt aber ein stärkeres oszillatorisches Verhalten der Greenfunktion in Gl. (IV-3).

Figur 6 zeigt das Potential  $W(R, S)$  als Funktion von  $S$  für Radien  $R = 1.6, 3.6$  und  $6.0$  fm. Man sieht, daß die Nichtlokalitätslänge im inneren Kernbereich kleiner ist als außerhalb vom Kern. Diese  $R$ -Abhängigkeit der Nichtlokalität ist ein Effekt der optischen Greenfunktion, denn ihre Wellenzahl ist eine Funktion von  $R$ :

$$k_n(R) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - E_n - V_{00}^{(1)}(R))} . \quad (\text{IV-4})$$

Wegen des attraktiven Potentials  $V_{00}^{(1)}(R)$  ist die Wellenzahl also besonders groß im Kerninnern und nimmt nach außen hin ab. Entsprechend nimmt die Nichtlokalitätslänge zu. Man beachte, daß in Figur 6 die positiven Oszillationen in der Nichtlokalität von  $W(R, S)$  besonders stark an der Kernoberfläche sind, wo sich  $k_n(R)$  besonders stark ändert. Die Summe über die intermediären Zustände  $\psi_{An}$  sollte die Oszillationen in der Nichtlokalität von  $W(R, S)$  eigentlich dämpfen, denn man überlagert viele Beiträge von Zuständen mit verschiedenen Energien  $E_n$  und damit auch mit verschiedenen Wellenzahlen  $k_n$ . Folglich würde man erwarten, daß die Oszillationen bei größeren Werten von  $s$  außer Phase geraten und sich deshalb wegmitteln. Dieser Effekt ist bei der Neutron- und Protonstreuung eindeutig feststellbar, bei der Alphastreuung ist dieser Effekt jedoch kaum vorhanden. Dies liegt wahrscheinlich daran, daß bei der  $\alpha$ -Streuung die Summe über intermediäre Zustände die Oszillationen wegen der im Vergleich zur Nukleonstreuung großen Wellenzahlen  $k_n$  nicht wirksam dämpfen kann.

Wie bereits oben erwähnt, kann diese Asymmetrie in der Nichtlokalität bei einer Gaußförmigen Nichtlokalitätsfunktion berücksichtigt werden: Deshalb haben wir uns auf den Standpunkt gestellt, jeweils die Vorschrift Gl. (IV-5) oder Gl. (IV-7) für die lokale Näherung zu wählen, die der Struktur des jeweiligen mikroskopischen optischen Potentials am nächsten kommt. Wir möchten betonen, daß wir die lokale Näherung hauptsächlich deshalb durchführen, um die physikalische Information, die in den nichtlokalen Potentialen steckt, anschaulich zu machen. Außerdem möchten wir natürlich die mikroskopischen Potentiale mit den phänomenologischen Potentialen vergleichen, deren Eigenschaften wir bereits kennen. Obwohl die lokale Näherung nicht sehr gut ist, verwenden wir die "äquivalent" lokalen Potentiale zur Berechnung von elastischen Streuquerschnitten. Da wir auch die elastischen Streuquerschnitte von den nichtlokalen Potentialen berechnen, haben wir ein Maß an der Hand, über Güte und Qualität der lokalen Näherung zu entscheiden (s. Kapitel IV.8)).

#### 5) Der Einfluß von kollektiven Kernfreiheitsgraden auf den Imaginärteil des mikroskopischen optischen Potentials

Eine wichtige Eigenschaft endlicher Kerne ist ihre Kollektivität. Hier diskutieren wir ihren Einfluß auf die Absorption im optischen Potential. In einem mikroskopischen Modell für angeregte Kernzustände werden kollektive Zustände durch eine kohärente Überlagerung von 1 Teilchen-1 Loch-Zuständen beschrieben. Die Kollektivität dieser Zustände läßt sich im wesentlichen nach zwei Kriterien beurteilen, nämlich erstens, inwieweit ihre Anregungsenergien aufgrund der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung gegenüber den ungestörten Energien der Teilchen-Loch-Zustände, die den kollektiven Zustand aufbauen, energetisch nach unten oder oben verschoben sind, und zweitens, welchen Anteil der gesamten Teilchen-Loch-Stärke (Summenregel) sie ausschöpfen.

Da das Alphateilchen Spin  $J_a^\pi = 0^+$  und Isospin  $T_a = 0$  besitzt, kann es nur isoskalare Zustände natürlicher Parität anregen. Bei kollektiven, isoskalaren Zuständen ist deren Anregungsenergie gegenüber den ungestörten Teilchen-Loch-Energien abgesenkt, weil die Teilchen-Loch-Restwechselwirkung im  $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=0$  Kanal attraktiv ist. Weiterhin wird ein großer Teil der Teilchen-Loch-Stärke in diesen kollektiven Zuständen konzentriert. Die Absenkung der Anregungsenergie und die Konzentration der Teilchen-Loch-Stärke bewirken, daß die Absorption zum optischen Potential durch Kollektivität stark begünstigt wird. Diese Kernstruktureffekte werden bei der Potentialrechnung in der Kernmaterienäherung<sup>15,16)</sup> nicht berücksichtigt.

Um den Effekt von Kollektivität auf die Absorption zu testen, berechnen wir das mikroskopische Potential einmal mit RPA-Wellenfunktionen, die Kollektivität einschließen, und einmal mit ungestörten 1 Teilchen-1 Loch-Wellenfunktionen. Durch Vergleich beider Potentiale können wir dann die Bedeutung der Kollektivität für die Absorption bestimmen. Für diesen Vergleich benutzen wir nicht die nicht-lokalen, sondern die "äquivalent" lokalen imaginären Potentiale. Diese haben den Vorteil, daß sie die physikalischen Eigenschaften der Potentiale viel anschaulicher machen.

In Figur 7 vergleichen wir bei einer Einschußenergie von 31 MeV mikroskopische Potentiale, die entweder mit RPA- oder mit ungestörten Teilchen-Loch-Wellenfunktionen als intermediäre Targetzustände berechnet wurden. Hier haben wir für die lokale Vorschrift die aus Gl. (IV-5) benutzt, die in diesem Falle der Nicht-lokalitätsstruktur der Potentiale am besten angepaßt ist. Von Figur 7 sieht man, daß das mit reinen Teilchen-Loch-Wellenfunktionen berechnete Potentiale viel schwächer ist als das mit RPA berechnete. Dies gilt insbesondere für die Absorption an der Kernoberfläche. Dieser Vergleich zeigt deutlich, daß Kernkollek-



tivität sehr wichtig für die Absorption ist. Wie man in Figur 7 sieht, haben die beiden berechneten Potentiale eine viel geringere Tiefe als das phänomenologische Potential. Der Unterschied in Tiefe muß wegen der Nichteindeutigkeit von optischen Potentialen nicht viel bedeuten, solange wir mit den berechneten Potentialen die gemessenen Streuquerschnitte beschreiben können. In Kapitel IV.7) werden wir diesen Punkt diskutieren.

Ähnliche Rechnungen wie die unsrigen<sup>29)</sup> sind von M. Lassaut<sup>35)</sup> für  $\alpha$ -<sup>40</sup>Ca bei einer Einschußenergie von 29 MeV durchgeführt worden. Er benutzt die RPA-Wellenfunktionen von Gillet und Sanderson<sup>92)</sup> und einen Propagator, der von  $V_{00}^{(1)}$  in der Eikonalnäherung berechnet wird. Die von Lassaut berechneten Potentiale zeigen das gleiche stark nichtlokale Verhalten. Jedoch sind die Potentiale viel tiefer als unsere. Der Hauptgrund dafür liegt in der Stärke der effektiven  $\alpha$ -Nukleonwechselwirkung. Lassaut startet mit einer Kraft von Brink und Boeker<sup>95)</sup>, die etwa doppelt so stark ist wie die M3Y-Kraft<sup>22,23)</sup>, die wir benutzen. Er faltet diese Kraft mit der Alphateilchendichte, um  $\bar{V}_{\alpha N}$  (s. Gl. (II-19)) zu bekommen, eicht  $\bar{V}_{\alpha N}$  aber nicht an der unelastischen Streuung, wie wir es tun. Da  $\bar{V}_{\alpha N}$  quadratisch - wir haben ein  $\bar{V}_{\alpha N}$  bei der Anregung und bei der Abregung der intermediären Zustände - in die Potentialrechnung eingeht, sind Lassaut's Potentiale etwa um einen Faktor 4 tiefer als die unsrigen. Wir möchten noch einmal betonen, daß wir unsere Alpha-Targetnukleonkraft an der unelastischen Streuung eichen. Solange man dies nicht tut, kann man je nach Wahl der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung jede Potentialtiefe erzielen.

Bei hohen Einschußenergien wie z.B. 100 MeV erwartet man, daß die Kernkollektivität für das imaginäre Potential eine geringere Rolle spielt. In Figur 8 werden die mit RPA berechneten und mit Teilchen-Loch-Doorways berechneten Potentiale für  $E_{\alpha} = 100$  MeV gezeigt. Für die beiden 100 MeV nichtlokalen Alpha-Potentiale

haben wir die lokale Vorschrift aus Gl. (IV-7) gewählt. Der Vergleich der Potentiale in Figur 8 zeigt deutlich, daß auch bei 100 MeV Einschußenergie Kollektivität noch einen wichtigen Einfluß auf das imaginäre Potential hat. Insbesondere an der Oberfläche liefert die Rechnung mit Einschluß von Kollektivität mehr Absorption. Auch im Fall von 100 MeV  $\alpha$ -Energie ist das phänomenologische Potential viel tiefer als die beiden mikroskopischen Potentiale.

#### 6) Die Energieabhängigkeit des imaginären Potentials

Ein anderer interessanter Aspekt von mikroskopischen Potentialen ist die Energieabhängigkeit von  $W$ . Diese kommt hauptsächlich aus zwei Quellen.

1. Die Anzahl der intermediären Zustände mit Anregungsenergien  $E_n$ , die zur Absorption beitragen können, wird von der Einschußenergie festgelegt, denn nur energetisch offene Kanäle können beitragen (Gl. (II-15)). Mit steigender Einschußenergie  $E$  wird die Anzahl der beteiligten intermediären Zustände größer, dadurch wird das absorptive Potential  $W$  stärker.
2. Die Greenfunktion  $g_n$  in Gl. (II-28) ist energieabhängig. Sie wird mit wachsender Energie kleiner ( $\sim \frac{1}{E}$ ).

Man könnte meinen, daß man durch Vergleich der Potentiale mit  $E_\alpha = 31$  MeV und  $E_\alpha = 100$  MeV (Figur 7 und 8) Aussagen über die Energieabhängigkeit des imaginären optischen Potentials machen könnte. Das ist aber in unserem Fall leider nicht möglich, weil die beiden Potentiale mit verschiedenen optischen Propagatoren berechnet wurden, die von verschiedenen optischen Potentialen erzeugt wurden. Wir haben versucht, die Greenfunktion am Faltungspotential, das wir durch Faltung der Alphatargetnukleonwechselwirkung mit der  $^{40}\text{Ca}$ -Grundzustandsdichte

erhalten, zu erzeugen. Da das Faltungspotential sehr tief ist ( $\sim 200$  MeV), erhalten wir ein stark oszillatorisches, nichtlokales Potential  $W(r,r')$ , das wir nur sehr schlecht lokal approximieren können. Deshalb können wir hier leider keine Aussage über die Energieabhängigkeit der Potentiale treffen.

#### 7) Elastische Streuquerschnitte für $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ von den äquivalent lokalen mikroskopischen optischen Potentialen

Die Güte der berechneten mikroskopischen Potentiale läßt sich durch ihre Verwendung in der elastischen Streurechnung testen.

In Figur 9 und 10 zeigen wir berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte für  $^{40}\text{Ca}(\alpha,\alpha)$  bei Einschußenergien von 31 und 100 MeV im Vergleich mit experimentellen Daten<sup>89,88)</sup>. Die volle Kurve in Figur 9 ist eine Streuquerschnittsrechnung mit einem phänomenologischen optischen Potential<sup>87)</sup>. Dieses phänomenologische Potential<sup>87)</sup> ist von Woods-Saxon-Form und beschreibt die Daten gut im Winkelbereich  $20^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ . Bei größeren Winkeln ( $\theta \geq 70^\circ$ ) zeigt das phänomenologische Potential zu starke Absorption. Die gestrichelte und gestrichelt-punktierte Kurve in Figur 9 sind halbmikroskopische Streuquerschnittsrechnungen. Halbmikroskopisch heißt, daß wir für den Realteil des optischen Potentials ein phänomenologisches<sup>87)</sup> und für den Imaginärteil unser mikroskopisches, lokal äquivalentes Potential verwendet haben. Die gestrichelte Kurve ist das Resultat für das mit intermediären RPA-Zuständen berechnete Potential und die gestrichelt-punktierte Kurve das mit intermediären ungestörten Teilchen-Loch-Doorway-Zuständen. Das mit RPA berechnete Potential gibt eine ziemlich gute Beschreibung der Diffraktionsstruktur der Winkelverteilung im Bereich  $20^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ , jedoch ist der berechnete elastische Streuquerschnitt ein wenig zu hoch, ein Kennzeichen für zu wenig Absorption. Das mit Teilchen-Loch-Doorways berechnete Potential ist

viel weniger absorptiv als das mit RPA berechnete, wie auch nicht anders zu erwarten war (s. Figur 7). Für Winkel  $\theta > 70^\circ$  kann keines der Potentiale (auch nicht das phänomenologische) die Daten gut beschreiben. Das ist wahrscheinlich nicht so sehr ein Effekt des Imaginärteils, sondern ein Effekt des Realteils des phänomenologischen Potentials. Man weiß<sup>89,96)</sup>, daß der Rückwärtsanstieg im  $\alpha$ -<sup>40</sup>Ca elastischen Streuquerschnitt hauptsächlich vom reellen Teil des optischen Potentials bestimmt wird. Bei Rückwärtswinkeln gibt das theoretische RPA-Potential einen vernünftig großen Streuquerschnitt, ein Hinweis darauf, daß das berechnete RPA-Potential genügend Oberflächentransparenz zeigt, während das phänomenologische Potential zu stark absorbierend ist.

Bei 100 MeV Alphaenergie (Figur 10) kann keines der beiden mikroskopischen Potentiale die Streudaten<sup>88)</sup> gut beschreiben. Das mit RPA-Vektoren berechnete Potential liefert einen zu großen elastischen Streuquerschnitt, das bedeutet viel zu wenig Absorption.

Bei  $E_\alpha = 31$  MeV erzeugt das mit RPA-Wellenfunktionen berechnete Potential 92 % des Reaktionswirkungsquerschnitts des phänomenologischen Potentials, während das im einfachen 1 Teilchen-1 Loch-Modell berechnete Potential 80 % ergibt. Bei  $E_\alpha = 100$  MeV liefert das RPA-Potential nur 78 % des Reaktionsstreuquerschnitts vom phänomenologischen Potential.

Die viel zu geringe Absorption bei 100 MeV Alphaenergie hat wahrscheinlich zwei Gründe:

- (i) Erstens beschränken wir, wie oben bereits erwähnt, die RPA-Basis auf  $3\hbar\omega$ -Anregungen und schließen so eine große Anzahl von Targetkernanregungen aus.
- (ii) Ein viel kritischerer Punkt ist jedoch bei 100 MeV Alphaenergie die Annahme, daß das Alphateilchen ein Elementarteilchen sei. Bei der hohen Einschuß-

energie von 100 MeV wird der Aufbruch des Alphateilchens in ein Triton und Proton bzw. ein  $^3\text{He}$  und Neutron sehr wichtig. Diese Reaktionskanäle werden einen großen Beitrag zur Absorption liefern. Der Projektilaufbruch findet außerhalb vom Targetkern statt und ist für den langreichweitigen Teil des absorptiven Potentials<sup>97)</sup> verantwortlich.

Wir sollten auch nicht vergessen, daß die Rechnungen in Figur 9 und 10 mit den lokal äquivalenten mikroskopischen Potentialen durchgeführt wurden. Wir erinnern daran, daß die Potentiale in ihrer Nichtlokalität ein ziemlich oszillatorisches Verhalten zeigen. Deshalb sollten wir die Streurechnungen mit den nichtlokalen Potentialen durchführen. Im nächsten Abschnitt werden wir diesen Punkt eingehend untersuchen.

#### 8) Elastische Streuquerschnitte von nichtlokalen Potentialen

Die starken Oszillationen im nichtlokalen Alpha-Potential haben uns veranlaßt, eine exakte Streuquerschnittsrechnung ausgehend vom nichtlokalen Potential durchzuführen. Wir haben ein neues Rechenprogramm entwickelt, das das Streuproblem mit nichtlokalem Potential im Impuls-Raum ( $\vec{k}$ -Raum) löst. Die detaillierte mathematische Formulierung dafür wurde in Kapitel II.3) dargelegt. Da nach unserer Kenntnis bisher alle Streuquerschnittsrechnungen, die auf mikroskopischen Potentialen basieren, von den "äquivalent" lokalen Potentialen ausgehen, haben wir das Studium der nichtlokalen Streurechnung nicht nur für die Alphastreue sondern auch für Proton- und Neutronstreuung durchgeführt. Ein wichtiger Gesichtspunkt dabei war herauszufinden, wie die Güte der Lokalapproximation sich in Abhängigkeit von der Projektilmasse verhält. Es ist bekannt, daß die mikroskopischen Nukleon-Kernpotentiale<sup>19,20)</sup> ein viel geringeres oszillatorisches Verhalten in der Nichtlokalität zeigen als die Alpha-Kernpotentiale<sup>29)</sup>. Deshalb ist es wichtig zu

wissen, wie gut die lokale Näherung für Nukleonstreuung und wie gut sie für Alphastreuung ist.

### 8.1) Testrechnungen mit nichtlokalen Potentialen von analytischer Form

Unser Streuprogramm für nichtlokale Potentiale haben wir zunächst mit einem separablen nichtlokalen Potential, wie es von Perey und Buck<sup>98)</sup> benutzt wurde, getestet. Das Potential hat folgende Form

$$U_{\text{opt}}(\vec{r}, \vec{r}') = U_0\left(\frac{1}{2}(r+r')\right) \cdot \frac{\exp\left[-\frac{(\vec{r}-\vec{r}')^2}{b^2}\right]}{\pi^{3/2} b^3} \quad (\text{IV-8})$$

wobei  $U_0$  ein Woods-Saxon-Potential und  $b$  die Nichtlokalitätslänge ist. Das nichtlokale Potential aus Gl. (IV-8) läßt sich mit Hilfe von Gl. (II-37a) in einfacher Weise in den  $k$ -Raum transformieren. Wir berechnen für jede Partialwelle  $\ell$  die Potentialmatrix  $V_\ell(k, k')$  und erhalten mit der Matrixinversionsmethode die Amplituden  $T_\ell(k, k_0)$ , von denen wir mit Hilfe von Gl. (II-40) und Gl. (II-41) den Streuquerschnitt berechnen. In unseren Testrechnungen haben wir für den Realteil von  $U_{\text{opt}}$  ein lokales Potential und für den Imaginärteil ein nicht-lokales Potential mit einer Nichtlokalitätslänge von  $b = 1.5$  fm verwendet. Von diesem nichtlokalen Potential haben wir dann den Streuquerschnitt berechnet. Anschließend haben wir mit der Perey-Saxon-Vorschrift das nichtlokale Potential in ein äquivalent lokales Potential transformiert und von diesem äquivalent lokalen Potential wiederum den Streuquerschnitt berechnet. Die Ergebnisse von diesen Rechnungen bei einer Einschußenergie von 10 MeV sind für  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung in Figur 11 und für  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung in Figur 12 dargestellt. Man sieht, daß sich die elastischen Streuquerschnitte vom nichtlokalen und äquivalent lokalen Potential praktisch nicht unterscheiden. Der Unterschied im Reaktionsstreuquerschnitt ist weniger als 1 %. Diese Testrechnungen zeigen nicht nur, daß das

nichtlokale Streuprogramm richtig ist, sondern auch, daß im Falle einer gaußförmigen Nichtlokalität die Perey-Saxon-Methode eine ausgezeichnete Vorschrift ist, um ein nichtlokales in ein äquivalent lokales Potential zu transformieren.

## 8.2) Die nichtlokale Streurechnung in $^{40}\text{Ca}(p,p)$ , $^{40}\text{Ca}(n,n)$ Streuung

In diesem Abschnitt wollen wir die Bedeutung der exakten nichtlokalen Streurechnung für  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$  und  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung untersuchen. Bevor wir diesen Punkt im einzelnen diskutieren, möchten wir zuerst die mikroskopischen Nukleon- $^{40}\text{Ca}$ -Potentiale besprechen, die wir in den Streuquerschnittsrechnungen verwenden.

Um die nichtlokalen Eigenschaften der mikroskopischen Nukleon- $^{40}\text{Ca}$ -Potentiale zu studieren, haben wir optische Potentialrechnungen für  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$ - und  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung wiederholt, die neulich von Osterfeld und Madsen<sup>20)</sup> durchgeführt wurden. Das  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Potential berechnen wir bei Einschußenergien von 17.7 MeV und 25 MeV und das  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Potential bei 17.7 MeV. Die Rechnungen werden ähnlich wie bei der Alphastreue in der Kernstrukturnäherung vorgenommen, jedoch hier unter voller Berücksichtigung der Antisymmetrisierungseffekte zwischen dem Projektilnukleon und den Nukleonen im Target. Der Formalismus für die Nukleon-Kern-Streuung mit exakter Antisymmetrisierung ist in Ref. 19) dargestellt. In unseren Rechnungen benutzen wir für die effektive Projektilnukleon-Targetnukleon-Wechselwirkung die Eikemeier-Hackenbroich<sup>24)</sup> (E-H). Die (E-H)-Kraft hat eine gaußförmige Radialabhängigkeit und ist in etwa äquivalent zur M3Y-Kraft<sup>22,23)</sup>. Wir benutzen hier die E-H-Kraft, weil diese bereits in unelastischer Protonenstreuung<sup>75)</sup> und in (p,n)-Ladungsaustauschreaktionen<sup>91)</sup> getestet sowie auch in den Potentialrechnungen von Osterfeld und Madsen<sup>20)</sup> benutzt wurde. Für die Potential-Rechnung benutzen wir wieder die RPA-Wellenfunktionen von Krewald und Speth<sup>38)</sup> als inter-

mediäre Zustände. Für die Neutron- $^{40}\text{Ca}$ -Streuung werden nicht nur die natürlichen und unnatürlichen Paritätszustände als intermediäre Reaktionskanäle berücksichtigt, sondern auch die (n,p)(p,n)-Ladungsaustauschkanäle. In der Neutronstreuung sind die Ladungsaustauschkanäle um die Coulombenergiedifferenz  $\Delta E_C = C.E.(Z_N^{A_N}) - C.E.(Z_{-1}^{A_{N+1}})$  energetisch nach unten verschoben (C.E. = Coulomb-Energie). Deshalb sind für die Neutronstreuung sehr viele Ladungsaustauschkanäle energetisch offen. Dagegen sind bei der Protonstreuung die Ladungsaustauschkanäle um  $\Delta E_C$  nach oben verschoben, so daß sie erst bei höheren Einschußenergien Bedeutung gewinnen. Bei 17.7 MeV und 25 MeV Protonstreuung von  $^{40}\text{Ca}$  sind praktisch keine Ladungsaustauschkanäle energetisch offen. Im Unterschied zu Ref. 20) benutzen wir anstelle eines reellen phänomenologischen Potentials ein mikroskopisch berechnetes Faltungspotential zur Erzeugung des intermediären optischen Propagators. Das Faltungspotential wird durch Faltung der E-H-Kraft mit der Targetgrundzustandsdichte gewonnen, wobei wir den Austauschanteil in der Pseudopotentialnäherung<sup>39)</sup> berechnen:

$$V_{\text{folding}}(\vec{r}) = V_{00}^{(1)}(\vec{r}) \quad (\text{IV-9})$$

$$\approx \int (V_{E-H}^{\text{dir}}(|\vec{r}-\vec{r}'|) + \tilde{v}_0(q_0)\delta(\vec{r}-\vec{r}'))\rho_0(\vec{r}')d\vec{r}'$$

Dabei ist  $\tilde{v}_0(q_0)$  die Fouriertransformierte des Austauschanteils<sup>39)</sup> (s. Anhang F),  $q_0$  ist der Impuls des einfallenden Projektils ( $q_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E_{\text{Lab}}$ ) und

$$\rho_0(\vec{r}) = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^A \varphi_i^*(\vec{r})\varphi_i(\vec{r}) \quad (\text{IV-10})$$

ist die lokale Grundzustandsdichte des Targetkerns sowie  $\varphi_i(\vec{r})$  die Einteilchenwellenfunktion des Nukleons  $i$ .

Die Targetgrundzustandsdichte  $\rho_0$  wird mit den Schalenmodell-Potentialparametern von Ref. 101) bestimmt. Der Radius des Schalenmodellpotentials wird so gewählt,



daß wir den empirischen Radius  $R_0 = 1.1 A^{1/3}$  von  $^{40}\text{Ca}$  reproduzieren. In Figur 13 zeigen wir die Grundzustandsdichteverteilungen für Protonen und Neutronen. Die Protondichte ist im Kerninnern kleiner als die Neutrontichte. Dies ist ein Effekt des Coulomb-Potentials, das die Protonwellenfunktionen im Kerninnern abschwächt. In Figur 14 zeigen wir das berechnete Faltungspotential im Vergleich mit dem reellen phänomenologischen Potential von Becchetti und Greenlees<sup>102)</sup> (B-G) bei 17.7 MeV Protonenergie. Im inneren Bereich ist das Faltungspotential etwas tiefer als das phänomenologische Potential. An der Oberfläche stimmen die beiden Potentiale gut überein. An dem Faltungspotential erzeugen wir die optische Greenfunktion.

Mit der Nukleon-Nukleon E-H-Kraft, den intermediären RPA-Zuständen und mit der am Faltungspotential erzeugten optischen Greenfunktion berechnen wir das imaginäre optische Potential für  $^{40}\text{Ca}(p,p)$  und  $^{40}\text{Ca}(n,n)$  Streuung in zweiter Ordnung Störungstheorie. Das nichtlokale imaginäre Potential  $W(\vec{r},\vec{r}')$  läßt sich in Radial- und Winkelanteil zerlegen:

$$W(\vec{r},\vec{r}') = \sum_{\ell} W_{\ell}(r,r') P_{\ell}(\cos \theta) . \quad (\text{IV-11})$$

Dabei sind die  $P_{\ell}(\cos \theta)$  die Legendre-Polynome.

Wir haben die mikroskopischen nichtlokalen imaginären Potentiale mit der gaußförmigen Lokelvorschrift aus Gl. (IV-5) in äquivalent lokale Potentiale  $\tilde{W}(R)$  transformiert. Diese sind in Figur 15 und 16 dargestellt. Die lokalen Potentiale  $\tilde{W}(R)$  sind im Innern etwas tiefer als die aus Ref. 20). Der Grund dafür liegt darin, daß das zur Erzeugung des optischen Propagators benutzte Faltungspotential im inneren Kernbereich ( $R \leq 3.5$  fm) etwas tiefer ist als das in Ref. 20) benutzte Becchetti-Greenlees Potential (s. Figur 14). Ein tieferes Potential erzeugt eine optische Greenfunktion, die im inneren Potentialbereich eine größere Wellenzahl

(Gl. (IV-4)) besitzt, wodurch die Absorption begünstigt wird. In Figur 17 sind die nichtlokalen imaginären Potentiale  $W(R,S)$  als Funktion der Nichtlokalitätskoordinate  $S$  für  $R = 3.2$  fm und  $E = 17.7$  MeV Einschußenergie dargestellt. Die Oszillationen für große Werte von  $S$  sind bei weitem nicht so stark wie bei der Alphastreue. Die berechneten lokalen imaginären Potentiale zeigen Oberflächenabsorption mit der größten Tiefe bei  $\sim 3.5$  fm (Figur 15 und 16). Wie in Ref. 20) sind die berechneten Potentiale schwächer als die entsprechenden phänomenologischen Potentiale<sup>102)</sup>. Ähnlich wie in Ref. 20) zeigt das 17.7 MeV Neutronpotential infolge der Ladungsaustauschprozesse  $(n,p)(p,n)$  mehr Absorption als das 17.7 MeV Proton-Potential. Dieser Unterschied in Absorption für Neutronen und Protonen bei gleicher Einschußenergie ist die sog. Coulombkorrektur, die auch im Lane-Modell<sup>100)</sup> für phänomenologische Potentiale auftritt. In der Lane-Form wird das optische Potential geschrieben als

$$U(E,r) = U_0(E,r) \pm \epsilon U_1(E,r) + \Delta U_c(E,r) . \quad (IV-12)$$

In Gl. (IV-12) ist  $U_0(E,r)$  der isospinunabhängige und  $U_1(E,r)$  der isospinabhängige Term des optischen Potentials und  $\epsilon = \frac{N-Z}{A}$  ist der Asymmetriekoeffizient, wobei das + Vorzeichen für Protonen und das (-)-Zeichen für Neutronen gilt. Der letzte Term in Gl. (IV-12) ist die Coulombkorrektur

$$\Delta U_c(E,r) = \Delta V_c(E,r) + i \Delta W_c(E,r) . \quad (IV-13)$$

Die Coulombkorrektur entsteht dadurch, daß die kinetische Energie eines Protons im Kerninnern um die Coulombenergie kleiner ist als die eines Neutrons, wenn beide asymptotisch mit gleicher Energie  $E$  einlaufen.

Für einen Kern wie  $^{40}\text{Ca}(N=Z, \text{ d.h. } \epsilon=0)$  ist das optische Potential für Protonen gegeben durch

$$U_p(E,r) = U_o(E,r) + \Delta U_c(E,r) \quad (\text{IV-14a})$$

und für Neutronen durch

$$U_n(E,r) = U_o(E,r) . \quad (\text{IV-14b})$$

Offensichtlich kann man den Coulombeffekt durch Vergleich der optischen Potentiale für  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ - und  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung bei gleicher Energie direkt ablesen. Diese Information enthält Figure 15. Bei gleicher Einschußenergie  $E$  werden Neutronen stärker absorbiert als Protonen. Dies drücken auch die Volumenintegrale von  $W$  für Protonen  $J_p$  und Neutronen  $J_n$  aus. Für eine Einschußenergie von 17.7 MeV finden wir in unseren mikroskopischen Rechnungen  $J_n/J_p = 1.24$  (s. Tabelle III). Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Verhältnis von Volumenintegralen phänomenologischer Potentiale<sup>103,104</sup>).

Aufgrund des Coulombeffektes sollte man erwarten, daß Protonen und Neutronen mit "äquivalenter" kinetischer Energie, d.h. mit gleicher kinetischer Energie im Kerninnern, gleiche Absorption zeigen. In unserem Fall der  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung ist die mittlere Coulombenergie ungefähr 7 MeV. Deshalb sollte das 17.7 MeV Neutronpotential etwa gleich stark absorbierend sein wie ein 25 MeV Protonpotential. Das Ergebnis unserer Rechnung deutet in die richtige Richtung. Das Verhältnis der Volumenintegrale  $J_n(17.7 \text{ MeV})/J_p(25 \text{ MeV})$  ist 0.85 (Tabelle III). Das 25 MeV Protonpotential zeigt mehr Absorption als das 17.7 MeV Neutronpotential. Dies ist auf die Neueröffnung einiger ziemlich kollektiver Riesenresonanzen ( $2^+, 1^-, 0^+$ ), die bei  $\sim 19$  MeV Anregungsenergien liegen, zurückzuführen. Diese Resonanzen sind für die 17.7 MeV Neutronstreuung energetisch geschlossen, sie geben aber zusätzliche starke Absorption für 25 MeV Protonen.

Jetzt wollen wir die Streurechnungen mit den mikroskopischen nichlokalen Nukleon- $^{40}\text{Ca}$ -Potentialen diskutieren.

In Figur 18 zeigen wir elastische Winkelverteilungen für  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung bei  $E_p = 17.7$  MeV, die entweder mit dem exakten nichtlokalen Potential  $V_{\text{folding}} + W_{\ell}^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}')$  oder mit dem "äquivalent" lokalen Potential  $V_{\text{folding}} + \tilde{W}_{\text{local}}(R)$  berechnet wurden. Die beiden Rechnungen werden mit Streudaten<sup>105)</sup> verglichen. Die lokale und nichtlokale Rechnung zeigt ähnliches Verhalten in der Winkelverteilung. Beide können die experimentellen Streudaten im Vorwärtswinkelbereich ( $\theta \leq 60^\circ$ ) vernünftig beschreiben. Die exakte nichtlokale Rechnung liefert einen Reaktionsstreuquerschnitt von 624 mb und die lokale Rechnung 748 mb. Für die  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$ -Streuung bei  $E_n = 17.7$  MeV zeigen wir die lokale und nichtlokale Streurechnung in Figur 19, beide Rechnungen können ebenfalls experimentelle 20 MeV Neutronstreudaten<sup>106)</sup> bis hinauf zu  $60^\circ$  gut beschreiben. Die Form der Winkelverteilung ist für die lokale und nichtlokale Rechnung sehr ähnlich. Der Unterschied im Reaktionsstreuquerschnitt ist bei der Neutronstreuung nicht so groß wie bei der Protonstreuung ( $\sigma^{\text{reac}} = 908$  mb bei der nichtlokalen und  $\sigma^{\text{reac}} = 971$  mb bei der lokalen Rechnung). Der Vergleich zwischen den theoretischen Streurechnungen und den Streudaten bei 25 MeV Protonenergie<sup>107)</sup> wird in Figur 20 gezeigt. Auch für diese Energie gibt es eine vernünftige Beschreibung der Daten bis zu  $60^\circ$ . Die Winkelverteilungen beider Rechnungen befinden sich in gleicher Phase. Bei der 25 MeV Protonstreuung ist der Unterschied des Reaktionsstreuquerschnitts zwischen lokaler und nichtlokaler Rechnung kleiner geworden ( $\sigma^{\text{reac}} = 681$  mb für die nichtlokale und  $\sigma^{\text{reac}} = 770$  mb für die lokale Rechnung). Die Differenz im Reaktionsquerschnitt zwischen lokaler und nichtlokaler Streurechnung (und auch in den Winkelverteilungen, s. Figur 18, 19 und 20) ist bei der Protonstreuung wesentlich größer als bei der Neutronstreuung. Um diesen Unterschied besser zu verstehen, haben wir in Figur 21 den Betrag der Reflexionskoeffizienten  $|\eta_{\ell}|$  als Funktion von  $\ell$  aufgetragen, und zwar für die lokale und nichtlokale Streurechnung. Bei der Neutronstreuung ist der Unterschied in  $|\eta_{\ell}|$  zwischen lokaler und nichtlokaler Rechnung ziemlich klein, wobei  $|\eta_{\ell}|$  in der nichtlokalen Rechnung etwas

größer ist als in der lokalen. Entsprechend ist der Reaktionsquerschnitt  $(\sigma_{\ell}^{\text{reac}} \sim 1 - |\eta_{\ell}|^2)$ , der vom nichtlokalen Potential erzeugt wird, etwas kleiner. Dagegen sind bei der 17.7 MeV Protonstreuung die  $|\eta_{\ell}|$ -Werte der lokalen und nichtlokalen Streurechnung ziemlich verschieden. Insbesondere die sog. "gracing" Partialwellen ( $\ell=4$  im Falle von 17.7 MeV Protonen), die einen großen Beitrag zum Reaktionsquerschnitt liefern, zeigen ziemlich unterschiedliche Reflexionskoeffizienten in der nichtlokalen und lokalen Streurechnung. Dieser große Unterschied ist ein Effekt des repulsiven Coulombpotentials. Um dies besser zu verstehen, haben wir zunächst das effektive reelle Potential für Partialwelle  $\ell$ , das aus der Summe von attraktivem Kernpotential  $V_N(r)$ , abstoßendem Coulombpotential  $V_C(r)$  und dem abstoßenden Zentrifugalpotential  $\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}$  besteht, studiert

$$V_{\ell}^{\text{eff}}(r) = V_N(r) + V_C(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} . \quad (\text{IV-15})$$

Man findet, daß das effektive Protonpotential  $V_{\ell_g}^P$  für die "gracing" Partialwelle  $\ell_g$  eine viel flachere Potentialtasche besitzt als das Neutronpotential  $V_{\ell_g}^N$ . Außerdem ist das Protonpotential  $V_{\ell_g}^P$  gegenüber dem Neutronpotential  $V_{\ell_g}^N$  nach größeren Radien hin verschoben. Inspiziert man nun die Radialabhängigkeit der absorbierenden Potentiale, nämlich die des äquivalent lokalen Potentials  $\tilde{W}(R)$  und die des nichtlokalen Potentials  $W_{\ell_g}(r, r')$ , so findet man, daß  $\tilde{W}(R)$  schon bei größeren Radien absorbiert als  $W_{\ell_g}(r, r')$ . Dies liegt daran, daß  $\tilde{W}(R)$  eine Mittelung über alle Partialwellen  $W_{\ell}(r, r')$  beinhaltet, wobei Partialwellen mit  $\ell < \ell_g$  die Tendenz haben, auch schon bei größeren Radien zur Absorption beizutragen. Dies bedeutet für Protonen mit "gracing" Drehimpuls  $\ell_g$ , daß sie in der lokalen Rechnung die Absorption des lokalen Potentials  $\tilde{W}(R)$  noch ziemlich stark spüren, aber nicht so sehr die des nichtlokalen Potentials  $W_{\ell_g}(r, r')$  in der nichtlokalen Rechnung. Dieser Effekt der unterschiedlichen Absorption für "gracing" Partialwellen ist wesentlich schwächer für Neutronen aus Gründen, die weiter oben schon genannt wurden (Effekt des Coulombpotentials).

Der Vergleich zwischen den theoretischen Streurechnungen und den Streudaten in Figur 18-20 zeigt deutlich, daß die mikroskopischen Potentiale nicht genügend absorbierend sind. Dafür gibt es verschiedene Gründe. Der wichtigste Grund ist sicherlich, daß wir in unseren Rechnungen nicht alle Reaktionskanäle einschließen. So werden z.B. "pickup-stripping" Prozesse<sup>108,109)</sup> mit der Formation eines intermediären Deuterons einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur Absorption liefern. Diese Prozesse sind in unseren Rechnungen nicht eingeschlossen. Ein weiterer Grund liegt bei den RPA-Kernstrukturrechnungen. In Ref. 19) haben Osterfeld und Madsen darauf hingewiesen, daß die Maxima der RPA-Übergangsdichten gegenüber den experimentell gemessenen Übergangsdichten<sup>91)</sup> etwas nach innen verschoben sind. Dies beeinträchtigt die Form des berechneten Potentials, das dadurch zu stark im Innern absorbiert anstatt an der Oberfläche. Außerdem werden Prozesse höherer Ordnung als die von zweiter Ordnung ebenfalls eine Rolle spielen.

### 8.3) Die nichtlokale Streurechnung in $^{40}\text{Ca}(\alpha,\alpha)$ -Streuung

Wie wir im letzten Abschnitt dargelegt haben, sind die Winkelverteilungen, die von den nichtlokalen und "äquivalent" lokalen Nukleon- $^{40}\text{Ca}$ -Potentialen berechnet wurden, nicht gleich, zeigen aber ziemlich ähnliches Verhalten. Wir wollen hier einen entsprechenden Vergleich für die  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ -Streuung durchführen.

In Figur 22 zeigen wir die Winkelverteilungen für die nichtlokale ( $V_{\text{phen}}, w_{\ell}^{(2)}(r,r')$ ) und lokale ( $V_{\text{phen}}, \tilde{w}_{\text{local}}(R)$ ) Streurechnung bei  $E_{\alpha} = 31 \text{ MeV}$  im Vergleich mit experimentellen Daten<sup>89)</sup>. Im Vorwärtswinkelbereich (bis  $60^{\circ}$ ) sind die berechneten Winkelverteilungen in Phase, jedoch die nichtlokale Rechnung kann die Streudaten besser beschreiben als die lokale. Im Winkelbereich zwischen

$60^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$  können beide Rechnungen die Daten nicht reproduzieren. Für  $\theta \geq 140^\circ$  sind die gerechneten Winkelverteilungen mit den Daten wieder in Phase, jedoch die lokale Streurechnung ist viel zu hoch, ein Anzeichen von zu geringer Absorption. Die nichtlokale Rechnung ist hier besser. Letztere vermittelt einen Reaktionsstreuquerschnitt von 1337 mb, während die lokale Rechnung nur 1292 mb liefert. Wie wir in Kapitel IV.3) beschrieben haben, besitzt das  $\alpha$ -imaginäre optische Potential starke Oszillationen in der Nichtlokalität (Figur 4 und 6). Diese sind verantwortlich für die so unterschiedlichen Ergebnisse von lokaler und nichtlokaler Rechnung. Wenn man das stark nichtlokale Potential lokal macht, geht einfach zu viel Information verloren. Insbesondere an der Kernoberfläche, wo die Oszillationen am stärksten sind, ist die lokale Approximation äußerst fragwürdig.

Im Fall von 100 MeV Alphateilchen ist das  $\alpha$ -Potential aufgrund der größeren Wellenzahl (Gl. (IV-4)) noch stärker oszillatorisch als das 31 MeV  $\alpha$ -Potential (s. Figur 4 und 5), jedoch zeigt das 100 MeV  $\alpha$ -Potential Kugelsymmetrie in der Nichtlokalität. Daher kann das Potential mit der lokalen Vorschrift aus Gl. (IV-7) lokal gemacht werden, die die Oszillation des Potentials berücksichtigt. Die elastischen Winkelverteilungen von nichtlokaler und "äquivalent" lokaler Streurechnung bei  $E_\alpha = 100$  MeV sind in Figur 23 dargestellt. Im Vergleich mit den Daten zeigen beide Rechnungen viel zu wenig Absorption. Auch sind die beiden Winkelverteilungen ganz verschieden in ihrer Struktur. Bei 100 MeV  $\alpha$ -Energie ist die Annahme, daß das Alphateilchen ein Elementarteilchen ist, nicht mehr realistisch. Zum Beispiel der Aufbruch-Prozeß, den wir in Kapitel IV.7) diskutiert haben, wird hier sicherlich große Beiträge zur Absorption liefern.

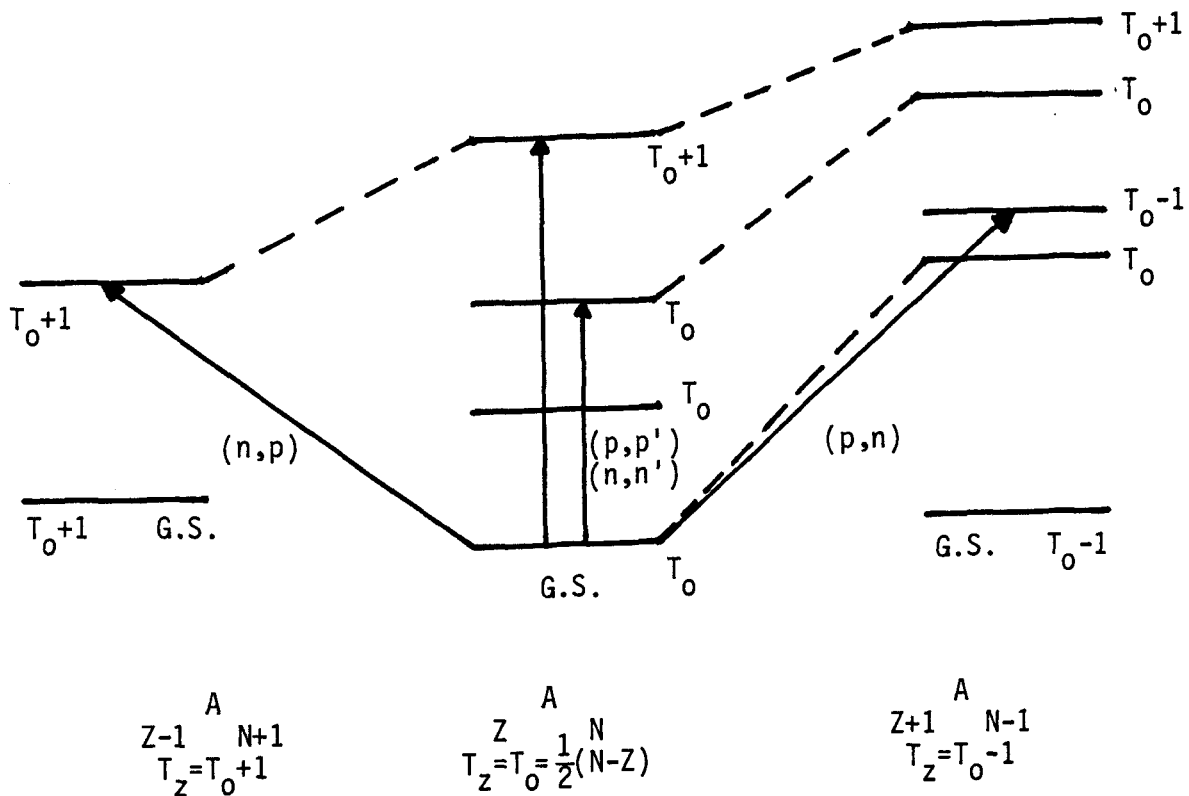
Der Vergleich zwischen nichtlokaler und lokaler Streurechnung in  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ -Streuung zeigt eindeutig, daß eine exakte Behandlung der Nichtlokalität der mikroskopischen

Potentiale in den Streurechnungen unbedingt notwendig ist, wenn man verlässliche Ergebnisse bekommen will. Dieses Argument sollte auch für alle mikroskopisch berechneten Schwerionenpotentiale gelten.



## V. Studium der Riesenresonanzzustände durch Ladungsaustauschreaktion

In diesem Kapitel wollen wir die Riesenresonanzzustände, die durch Ladungsaustauschreaktionen angeregt werden, diskutieren. Wir konzentrieren uns auf die (p,n)- und die (n,p)-Ladungsaustauschreaktionen. Mit beiden Reaktionen können wir Isospinflip ( $\Delta S=0, \Delta T=1$ ) und Spin-Isospinflip-Übergänge ( $\Delta S=1, \Delta T=1$ ) studieren. Das Schema der erlaubten Ladungsaustauschübergänge ist in Figur V.1 dargestellt.



Figur V.1

Die (p,n)-Reaktion bewirkt im Targetsystem eine Isospinänderung von  $\Delta T_Z = -1$ . Wenn der Targetkern Isospin  $|T_0, T_0\rangle$  ( $T_0 \neq 0$ ) besitzt, dann regt die (p,n)-Reaktion Zustände mit  $T=T_0-1, T_0$  und  $T_0+1$  an. Die (n,p)-Reaktion hingegen erhöht die Isospinprojektion um eine Einheit ( $\Delta T_Z = +1$ ) und kann folglich nur Zustände mit  $T = T_0+1$  anregen. Die relative Größe der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen

Isospinkomponenten in den (p,p')-, (n,n')-, (p,n)- und (n,p)-Reaktionen kann von den entsprechenden reduzierten Übergangsmatrixelementen abgelesen werden<sup>68)</sup>:

$$\sigma_{\begin{smallmatrix} (p,p') \\ (n,n') \end{smallmatrix}} = \frac{1}{T_0+1} |M_{T_0+1}|^2 + \frac{T_0}{T_0+1} |M_{T_0}|^2 \quad (V-1a)$$

$$\sigma_{(p,n)} = \frac{1}{(2T_0+1)(T_0+1)} |M_{T_0+1}|^2 + \frac{1}{T_0+1} |M_{T_0}|^2 + \frac{2T_0-1}{2T_0+1} |M_{T_0-1}|^2 \quad (V-1b)$$

$$\sigma_{(n,p)} = |M_{T_0+1}|^2 \quad (V-1c)$$

Für schwere Kerne mit großem  $T_0$  ( $N \gg Z$ ) wird in der unelastischen Nukleonstreuung die Anregung der Zustände mit Isospin  $T=T_0$  bevorzugt (Gl. (V-1a)). In der (p,n)-Reaktion werden vorzugsweise Zustände mit  $T = T_0-1$  angeregt (Gl. (V-1b)). Zustände mit Isospin  $T_0+1$ , die in den oben genannten Reaktionen stark unterdrückt sind, werden dagegen in der (n,p)-Reaktion voll angeregt (Gl. (V-1c)).

Experimentell wurde zuerst der isobare Analogzustand<sup>110)</sup> (IAS,  $0^+$ ,  $\Delta L=0$ ,  $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=1$ ) in der (p,n)-Reaktion entdeckt. Der IAS-Zustand unterscheidet sich vom Targetgrundzustand nur durch die  $T_z$ -Komponente des Isospins. Erst bei höheren Protonenergien ( $E_p > 100$  MeV) dominiert bei Vorwärtswinkel ( $0^\circ$ ) die kollektive Spin-Isospinflip Gamow-Teller-Resonanz<sup>46,47)</sup> (GTR,  $1^+$ ,  $\Delta L=0$ ,  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ) das Neutronenspektrum. Die GTR liegt energetisch oberhalb vom IAS-Zustand und hat in schweren Kernen eine Breite von  $\sim 4$  MeV. Sie besitzt Isospin  $T = T_0-1$  und kann als Anti-analogzustand zur magnetischen Dipolriesenresonanz (M1-Resonanz) aufgefaßt werden. Neben der GTR wurden in den (p,n)-Experimenten mit hochenergetischen Protonen noch weitere Resonanzen bei höheren Anregungsenergien beobachtet. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte dieser Resonanzen ist ähnlich wie die der GTR. Daher sind diese kollektiven Zustände möglicherweise auch Spin-Isospinflip-Moden ( $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ) mit Isospin  $T = T_0-1$ . Ihre Winkelverteilungen

haben das erste Maximum bei größeren Winkeln ( $\sim 5^\circ$  für 160 MeV Protoneinschubenergie in der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion<sup>47)</sup>), was auf eine Multipolarität  $\Delta L=1$  schließen läßt. Diese Resonanzen werden wir für den Fall der  $^{208}\text{Pb}(p,n)^{208}\text{Bi}$ -Reaktion in Punkt 1) dieses Kapitels eingehend untersuchen.

Infolge der stark repulsiven Teilchen-Loch-Restwechselwirkung im  $\Delta T=1$  Kanal liegt die Anregungsenergie von Zuständen mit Isospin  $T = T_0+1$  in schweren Kernen ( $N \gg Z$ ) ziemlich weit oben im kontinuierlichen Bereich des Anregungsspektrums. Dort sind diese Zustände durch unelastische Nukleonstreuung wegen der hohen Zustandsdichte nur sehr schwer zu identifizieren. Außerdem werden die isovektoriellen Übergänge durch die viel stärkeren isoskalaren Anregungen überdeckt. Viel selektiver dagegen ist die  $(n,p)$ -Reaktion, die ausschließlich  $\Delta T_z = +1$  Zustände anregt. Sie ist ein hervorragendes Mittel, um Kernzustände mit Isospin  $T = T_0+1$  zu studieren. Als Beispiel diskutieren wir die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion in Punkt 2) dieses Kapitels.

### 1) Die $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion

#### 1a) Kernstrukturrechnungen für die $\Delta L=1$ Spin-Isospinflip Zustände in $^{208}\text{Bi}$

In diesem Abschnitt wollen wir die Kernstruktur der  $\Delta L=1$ -Resonanzen, die in  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  Experimenten<sup>47)</sup> beobachtet wurden, diskutieren. Die  $\Delta L=1$  Resonanzen können in der RPA-Näherung als eine kohärente Überlagerung von Protonteilchen-Neutronlochzuständen verstanden werden, wobei das Protonteilchen und das Neutronloch einen relativen Bahndrehimpuls von  $\Delta L=1$  besitzen. Die Spins von Teilchen und Loch können entweder zu  $\Delta S=0$  oder zu  $\Delta S=1$  koppeln. Deshalb sollten zwei  $\Delta L=1$  Resonanzen, nämlich eine mit Spin  $\Delta S=0$  und eine mit Spin  $\Delta S=1$ , existieren. Bei einem Targetkern mit Grundzustandsspin  $\vec{J}_A = 0^+$  hat die  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=0$  Resonanz den Spin  $J^\pi = 1^-$  und die  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$  Resonanz setzt sich aus Zuständen mit Spin

$J^\pi = 0^-, 1^-$  und  $2^-$  zusammen. Deshalb muß man die  $\Delta L=1$  Resonanz als eine Überlagerung aller möglichen  $\Delta L=1, \Delta S=1$  Moden mit Spin-Parität  $0^-, 1^-, 2^-$  und einen  $\Delta L=1, \Delta S=0$  Mode mit Spin-Parität  $1^-$  auffassen.

Wir berechnen die  $\Delta L=1$  Resonanzen in  $^{208}\text{Bi}$  in der RPA-Näherung. Dazu brauchen wir als Eingabe Einteilchenenergien und die Teilchen-Loch-Restwechselwirkung. Bei der Wahl des Einteilchenspektrums besteht immer die Frage, ob man das experimentelle (effektive Masse  $\frac{m^*}{m} = 1$ ) oder ein theoretisch bestimmtes Einteilchenspektrum wie z.B. das Hartree-Fock-Spektrum (mit effektiver Masse  $\frac{m^*}{m} < 1$ ) benutzen soll. Wir folgen hier Ref. 59) und wählen ein Einteilchenspektrum, das von der Skyrme III-Kraft ( $\frac{m^*}{m} = 0.76$ ) erzeugt wurde.

Für die Teilchen-Loch-Restwechselwirkung benutzen wir die verallgemeinerte Landau-Migdal-Wechselwirkung, wie sie in Kapitel III.2) beschrieben wurde (Gl. (III-10)). Diese Kraft schließt  $\pi$ - und  $\rho$ -Mesonaustauschpotentiale explizit ein. Die verwendeten Teilchen-Loch-Kraftparameter sind in Tabelle IV zusammengestellt.

Die Ergebnisse der RPA-Rechnungen für Ladungsaustauschzustände in  $^{208}\text{Bi}$  mit Spin  $J^\pi = 0^+, 1^+, 0^-, 1^-$  und  $2^-$  sind in Tabelle V angegeben. Nur kollektive Zustände, die große  $(p,n)$ -Wirkungsquerschnitte erzeugen, sind in der Tabelle V aufgeführt. Die berechneten Anregungsenergien für den isobaren Analogzustand (IAS,  $0^+$ ) und für die Gamow-Teller-Resonanz (GTR,  $1^+$ ) stimmen ziemlich gut mit dem Experiment<sup>47)</sup> überein. Im IAS sind 95 % der gesamten Übergangsstärke und in der GTR 82 % der gesamten Übergangsstärke konzentriert. Das gleiche gilt für die  $0^-$  Stärke, die im wesentlichen in einem Zustand mit einer Anregungsenergie von  $E_x = 23.73$  MeV konzentriert ist (87 %). Bei den  $1^-$ -Zuständen gibt es fünf relativ kollektive Zustände. Der stärkste liegt bei 23.47 MeV und ist ein Dipol-Spinflip-

Übergang ( $J^\pi = 1^-$ ,  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ ). Ein anderer kollektiver  $1^-$  Zustand bei 28.1 MeV ist ein kollektiver Nonspinflip-Dipolübergang ( $J^\pi = 1^-$ ,  $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=1$ ). Im Gegensatz zu den  $0^-$  und  $1^-$  Resonanzen ist die  $2^-$  Stärke stark fragmentiert. Sie verteilt sich im wesentlichen gleichmäßig auf sieben verschiedene Zustände.

In Figur 24 zeigen wir die RPA-Übergangsdichte  $\rho_{tr}(r)$  für die  $\Delta L=0$  Riesenresonanzen (IAS & GTR) in  $^{208}\text{Bi}$ . Beide Zustände sind kollektiv und haben große Übergangsdichte an der Kernoberfläche. Daher erzeugen sie auch große  $(p,n)$  Wirkungsquerschnitte<sup>47,59</sup>). In Figur 25 ist die RPA-Übergangsdichte von einigen kollektiven Zuständen der  $\Delta L=1$  Resonanz dargestellt. Dies sind die Zustände  $0^-$  ( $E_x = 23.73$  MeV),  $1^-$  ( $\Delta S=1$ ,  $E_x = 23.47$  MeV),  $1^-$  ( $\Delta S=0$ ,  $E_x = 28.14$  MeV) und  $2^-$  ( $E_x = 19.75$  MeV). Beide  $1^-$  Zustände ( $\Delta S=1$  &  $\Delta S=0$ ) haben an der Oberfläche starke Übergangsdichte, wie die  $\Delta L=0$  Resonanzen (Figur 24). Die  $0^-$  und  $2^-$  Zustände sind etwas schwächer im Vergleich zu den kollektiven  $1^-$  Zuständen.

Die starke Energieverschiebung  $\Delta E$  der  $0^+$ - (IAS,  $\Delta E = 10.71$  MeV) und  $1^-$ ,  $\Delta S=0$  ( $\Delta E = 9.87$  MeV) Zustände gegenüber den mittleren ungestörten Teilchen-Loch-Energien wird von der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung ( $f'_0 \tau_1 \tau_2$ , Gl. (III-6)) bewirkt. Die Teilchen-Loch-Restwechselwirkung im  $\Delta S=0$ ,  $\Delta T=1$ -Kanal ist stark repulsiv und nahezu unabhängig vom Impulstransfer  $q$  ( $\delta$ -Kraft artig). Andererseits sind die  $1^+$ ,  $0^-$ ,  $1^-$  ( $\Delta S=1$ ) und  $2^-$  Zustände sensitiv auf den Spin-Isospinanteil der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung. Diese hängt wegen ihrer endlichen Reichweite vom Impulstransfer  $q$  ab ( $g'_0(q)$ , s. Figur 1). In Figur 26 zeigen wir die Fouriertransformierten  $\rho(q)$  (Gl. (III-19)) der Übergangsdichten der  $0^-$  ( $E_x = 23.73$  MeV),  $1^-$  ( $\Delta S=1$ ,  $E_x = 23.47$  MeV),  $2^-$  ( $E_x = 23.44$  MeV) und  $1^+$  (GTR,  $E_x = 16.24$  MeV) Zustände. Die Übergangsdichte  $\rho(q)$  der GTR hat ihr Maximum bei sehr kleinen  $q$ -Werten ( $\sim 0.2-0.3 \text{ fm}^{-1}$ ), wo die Spin-Isospin-Kraft  $g'_0(q)$  stark repulsiv ist. Deswegen erleidet die GTR eine große Energieverschiebung von  $\Delta E = 8.07$  MeV (s. Tabelle V). Die  $\rho(q)$ -Übergangsdichten der  $0^-$  und  $1^-$  Zustände haben ihr Maximum

bei größeren  $q$  Überträgen ( $\sim 0.45 \text{ fm}^{-1}$ ). In diesem Bereich ist die Spin-Isospin-Kraft  $g'_0(q)$  schon schwächer, aber immer noch repulsiv (Figur 1). Die Energieverschiebung  $\Delta E$ , die diese beiden Zustände erfahren, liegt bei 4.8 MeV. Die  $\rho(q)$  der  $2^-$  Zustände haben ihr Maximum bei einem großen Impulstransfer  $q$  ( $q > 1 \text{ fm}^{-1}$ ), wo die Spin-Isospin-Kraft  $g'_0(q)$  praktisch verschwindet (s. Figur 1). Deshalb können wir für die Multipolarität  $2^-$  keine kollektiven Zustände erwarten. Die Energieverschiebung  $\Delta E$  der  $2^-$  Zustände ist viel kleiner als die von den  $0^-$  und  $1^-$  Zuständen (Tabelle V).

Figur 27 zeigt  $(p,n)$ -Streuquerschnitte ( $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ ) zu den diskreten  $0^-$ ,  $1^-$  und  $2^-$  Zuständen in  $^{208}\text{Bi}$  bei Winkeln von  $\theta = 0^\circ$ ,  $5^\circ$  und  $10^\circ$  für eine Einschubenergie von  $E_p = 160 \text{ MeV}$ . Hier sehen wir auch, daß die Wirkungsquerschnitte der  $2^-$  Zustände gleichmäßig über einen weiten Anregungsbereich verteilt sind. Das Spektrum hat sein Maximum bei  $\theta=5^\circ$ . Für große Winkel fällt das Spektrum wieder ab in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten<sup>47)</sup>.

Die Energieverschiebung kollektiver Zustände kann auch durch eine  $q$ -unabhängige repulsive Teilchen-Loch-Kraft gewonnen werden. Solch eine Kraft kann aber die anderen magnetischen Eigenschaften der Kerne nicht konsistent beschreiben<sup>78,85)</sup>. Rechnungen mit einer  $q$ -unabhängigen Restwechselwirkung wurden von Krmpotić u.a. durchgeführt<sup>111)</sup>. Sie benutzen die dichteabhängige Teilchen-Loch-Restwechselwirkung von Migdal ( $\delta$ -Typ, Gl. (III-6)). In ihren Rechnungen ist der Gesamtstärkeparameter  $C_0 = 380 \text{ MeV fm}^3$  viel stärker als der unsrige ( $C_0 = 302.1 \text{ m/m}^*$   $\text{MeV fm}^3$ )<sup>85)</sup>, d.h. sie haben eine stark repulsive Teilchen-Loch-Kraft im Spin-Isospin-Kanal. In den Rechnungen von Krmpotić u.a.<sup>111)</sup> ist die  $2^-$  Stärke in einem Zustand konzentriert, während in unseren RPA-Rechnungen die  $2^-$  Stärke stark fragmentiert ist und sich über einen Energiebereich von 10 MeV verteilt. Die Isospin-Kraft ( $f'_0$ ) von Krmpotić u.a.<sup>111)</sup> ist vergleichbar mit unserer, sie

benutzen aber das experimentelle Einteilchen-Energiespektrum. Der  $1^-$  ( $\Delta S=0$ ) Zustand liegt deshalb bei ihnen um 5 MeV tiefer als in unseren Rechnungen. Mit den in Tabelle IV angegebenen Teilchen-Loch-Kraftparametern und dem Skyrme-III-Einteilchenspektrum können wir die GTR, die  $\Delta L=1$  Spin-Isospinflip-Resonanz in  $^{208}\text{Bi}$  und elektrische Dipol-Resonanz (GDR) in  $^{208}\text{Pb}$  konsistent beschreiben.

#### 1b) Diskussion der $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Streuquerschnitte bei $E_p = 45$ und 160 MeV

Ausgehend von den  $\Delta L=1$  RPA-Übergangsdichten, die wir im letzten Paragraphen diskutiert haben, wollen wir nun die  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Wirkungsquerschnitte bei  $E_p = 45$  und 160 MeV Einschußenergie berechnen. Wir analysieren (p,n) Experimente bei niedrigen ( $E_p < 50$  MeV) und hohen ( $E_p > 100$  MeV) Einschußenergien, weil sie unterschiedliche physikalische Informationen enthalten. Dies hat mit der Energieabhängigkeit des Kopplungspotentials in (p,n)-Reaktionen zu tun. Bei Proton-Einschußenergien unterhalb 50 MeV werden dominant die "elektrischen" Ladungsaustauschresonanzen ( $\Delta T=1$ ,  $\Delta S=0$ -Resonanzen) wie z.B. die wohlbekannte isobare Analogresonanz (IAS) angeregt. In diesem Energiebereich ist die isospinabhängige Komponente  $V_\tau$  der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung stärker als die spin-isospinabhängige  $V_{\sigma\tau}$ -Komponente, die  $\Delta T=1$ ,  $\Delta S=1$ -Zustände anregt. Bei hohen Protonenergien ( $E_p > 100$  MeV) hingegen sind die "magnetischen" Ladungsaustauschresonanzen ( $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$ -Resonanzen), die durch den Spin-Isospinanteil  $V_{\sigma\tau}$  der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung angeregt werden, die dominanten Zustände im Neutronspektrum. Dieses empirische Verhalten der Anregungsstärken von Nichtspinflip- und Spinflip- $\Delta T=1$ -Zuständen ist ein Resultat der unterschiedlichen Energieabhängigkeit der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung im Isospin-( $V_\tau$ ) und Spin-Isospin-( $V_{\sigma\tau}$ ) Kanal. Love und Franey<sup>129)</sup> haben gezeigt, daß die Isospinkraft  $V_\tau$  sehr stark mit steigender Einschußenergie

abfällt, während die Spin-Isospinkraft  $V_{\sigma\tau}$  nahezu energieunabhängig ist. Für  $E_p < 50$  MeV sind die Stärken  $V_\tau$  und  $V_{\sigma\tau}$  vergleichbar groß. Bei hohen Einschußenergien ist  $V_{\sigma\tau}$  jedoch wesentlich größer als  $V_\tau$ . Das Verhältnis der Volumenintegrale der  $V_{\sigma\tau}$  und  $V_\tau$  Komponenten der G3Y-Kraft<sup>23)</sup> ist bei 160 MeV Protonenergie etwa  $(J_{\sigma\tau}/J_\tau)^2 \sim 5$ <sup>115,129)</sup>. Diese Energieabhängigkeit von  $V_{\sigma\tau}$  und  $V_\tau$  wurde theoretische von G.E. Brown, J. Speth und J. Wambach erklärt<sup>116)</sup>.

In den 45 MeV Streuquerschnittsrechnungen haben wir die M3Y-Kraft von Bertsch u.a.<sup>22)</sup> für die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung benutzt. Die M3Y-Kraft ist reell. Jedoch beim Studium von unelastischer Nukleonenstreuung und auch bei Ladungsaustauschreaktionen hat man herausgefunden<sup>59,75,113)</sup>, daß man unbedingt einen Imaginärteil im Formfaktor benötigt, um Struktur und Form der experimentellen Winkelverteilungen beschreiben zu können. Üblicherweise nimmt man diesen Imaginärteil von kollektiven Modellen und addiert ihn zum mikroskopischen reellen Formfaktor hinzu<sup>75)</sup>. In unseren Rechnungen benutzen wir eine Vorschrift, die von Baur, Madsen und Osterfeld<sup>114)</sup> angegeben und von den genannten Autoren auch mikroskopisch begründet wurde. Nach dieser Vorschrift<sup>114)</sup> berechnen wir den imaginären Formfaktor durch

$$F_{\text{imag}}(r) = \frac{\text{Im } U_{\text{coll}}(r)}{\text{Re } U_{\text{coll}}(r)} \cdot F_{\text{micr}}^{\text{real}}(r) \quad . \quad (V-2)$$

In Gl. (V-2) erhalten wir den mikroskopischen reellen Formfaktor durch Faltung der M3Y-Kraft mit der RPA-Übergangsdichte, wobei wir den Austausch in der Pseudo-Potentialnäherung<sup>39)</sup> behandeln.  $U_{\text{coll}}$  ist der Formfaktor im kollektiven Modell, den man durch Deformation des phänomenologischen optischen Potentials erhält. Mit der Vorschrift (V-2) braucht man keinen Deformationsparameter  $\beta_\ell$  als zusätzlichen Parameter einzuführen. Die Vorschrift (V-2) gilt jedoch nur für Nichtspinflipübergänge ( $\Delta S=0$ ). Für  $\Delta S=1$ -Übergänge gibt es keinen entsprechenden



Term im empirischen optischen Potential, mit dessen Hilfe man Spinflip-Übergangsformfaktoren erzeugen könnte. Deshalb verwenden wir bei den Spinflipübergängen nur den mikroskopischen reellen Formfaktor.

Um die M3Y-Kraft und die Vorschrift für den imaginären Formfaktor aus Gl. (V-2) zu testen, haben wir zunächst den Wirkungsquerschnitt für die wohlbekannte isobare Analogresonanz (IAS) in der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion bei  $E_p = 49$  MeV berechnet. In Figur 28 vergleichen wir die theoretischen Streuquerschnittsrechnungen mit den experimentellen Daten<sup>112)</sup>. Die Rechnungen wurden, wie oben beschrieben, mit einem mikroskopischen reellen Formfaktor und einem imaginären kollektiven Formfaktor, der vom Lane-Modell<sup>100)</sup> genommen wurde, durchgeführt. Außerdem haben wir der Tatsache, daß die GTR ( $1^+$ ) im gleichen Anregungsenergie-Bereich der IAS ( $0^+$ ) liegt, dadurch Rechnung getragen, daß wir den  $(p,n)$  Wirkungsquerschnitt der GTR hinzuaddiert haben. Dabei haben wir einen Quenching-Faktor von 3 angenommen. Wie man aus Figur 28 sieht, zeigt die theoretische Wirkungsquerschnittsrechnung (Summe von  $0^+ + 1^-$  Streuquerschnitt) gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten<sup>112)</sup>. Nun ist die Spin-Isospin-Komponente  $V_{\sigma\tau}$  der M3Y-Kraft nach Mitteilung von W.G. Love um einen Faktor  $\sqrt{2}$  zu stark. Wir haben dies in unseren Analysen<sup>50)</sup> mitberücksichtigt. In Tabelle VI sind die einzelnen Kraftkomponenten der M3Y-Kraft angegeben.

Für die 160 MeV  $(p,n)$ -Wirkungsquerschnittsrechnungen benutzen wir die G3Y-Kraft von Love und Petrovich<sup>23)</sup> als effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung. Diese Kraft ist komplex, schließt also den Imaginärteil ein. Mit der gleichen Kraft haben Krewald u.a.<sup>59)</sup> den Streuquerschnitt für die  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  ( $0^+$ , IAS)-Reaktion bei 120 MeV Einschußenergie berechnet und gefunden, daß die experimentellen Winkelverteilungen<sup>47)</sup> sowohl in der Größe als auch in der Form gut beschrieben werden. Damit ist die  $V_\tau$ -Komponente der G3Y-Kraft empirisch gefestigt. Um die  $V_{\sigma\tau}$ -Komponente zu testen, haben wir den  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  Streuquerschnitt zum

niedrigliegenden  $2^-$  Zustand ( $E_x = 2.8$  MeV) in  $^{208}\text{Bi}$  für  $E_p = 120$  MeV berechnet. Auch hier stimmt die berechnete Winkelverteilung gut mit den experimentellen Daten überein (s. den unteren Teil von Figur 29a). Der niedrigliegende  $2^-$  Zustand ist nahezu von reiner  $[\pi 1h_{9/2}, \nu 1i_{13/2}^{-1}]_2^-$ -Konfiguration und ist deshalb ein idealer Kandidat, um die  $V_{\sigma\tau}$ -Komponente der G3Y-Kraft zu testen. Die Kraftkomponenten der G3Y-Kraft sind in Tabelle VIIa und VIIb angegeben.

Mit den so geeichten Kräften (M3Y und G3Y) berechnen wir nun die  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $\Delta L=1$  Resonanz bei  $E_p = 45$  und 160 MeV. In Fig. 29a zeigen wir die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die kollektiven  $0^-$ ,  $1^-$  ( $\Delta S=0$  und  $\Delta S=1$ ) und  $2^-$  Zustände in  $^{208}\text{Pb}$  bei  $E_p = 160$  MeV. Interessant ist, daß der Streuquerschnitt des  $1^-$ ,  $\Delta S=1$  Zustandes um einen Faktor 10 größer ist als der des  $1^-$ ,  $\Delta S=0$  Zustandes. Dieser Unterschied in der Größe des Streuquerschnitts bedeutet nicht, daß der  $1^-$ ,  $\Delta S=1$  Zustand der kollektivere Zustand von beiden ist. Vielmehr spiegelt es die oben diskutierte Energieabhängigkeit der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung wieder (für  $E_p = 160$  MeV ist  $(J_{\sigma\tau}/J_\tau)^2 \sim 5$ ). Aufgrund dieser Energieabhängigkeit sollte der Streuquerschnitt für die  $1^-$ ,  $\Delta S=0$  Resonanz bei 45 MeV Einschußenergie etwas größer sein als der für die  $1^-$ ,  $\Delta S=1$  Resonanz. Das ist auch tatsächlich der Fall, wie man aus Figur 29b entnehmen kann.

Wenn wir die theoretischen Streuquerschnitte für die  $\Delta S=1$  Zustände aus Figur 29 mit dem Experiment vergleichen wollen, müssen wir berücksichtigen, daß diese Zustände dem sog. "quenching" unterliegen. Unter "quenching" verstehen wir eine Reduktion der 1 Teilchen-1 Loch(1T-1L)-Stärke gegenüber einem Wert, den wir aufgrund von gewissen Summenregeln erwarten würden. In unserem Fall der Spin-Iso-spinflip-Resonanzen hat das "quenching" zwei verschiedene Ursachen. Die erste Möglichkeit ist die Beimischung von  $\Delta(1232)$ -Isobarteilchen-Nukleonlochzuständen in die Protonteilchen-Neutronloch-Spinflip-Zustände. Aufgrund dieser Beimischung

wird ein Teil der 1T-1L-Stärke in einen Anregungsenergiebereich um 300 MeV Anregungsenergie hinauftransportiert. Die zweite Möglichkeit ist die Ankopplung von 2T-2L-Konfigurationen an die 1T-1L-Resonanzzustände. Die Kopplung von 1 Teilchen-1 Loch- mit 2 Teilchen-2 Loch-Zuständen erfolgt ebenfalls aufgrund der Restwechselwirkung und verursacht die Breite ("spreading width")  $\Gamma^{\downarrow}$  der Resonanzen. Bertsch und Hamamoto<sup>130)</sup> haben neulich gezeigt, daß im  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$  Kanal die Tensorkraft energetisch sehr hochliegende 2T-2L-Zustände noch mit den niedrigliegenden 1T-1L-Zuständen koppeln kann und deshalb einen großen Teil der 1T-1L-Stärke bis hinauf zu hohen Anregungsenergien transportieren kann. Dies ist ein weiterer möglicher Mechanismus, der zum "quenching" beitragen kann. Unter diesem "quenching" leiden alle magnetischen Zustände wie die GTR ( $1^+$ ), die  $0^-$  und  $2^-$  Zustände usw, aber auch die elektrischen Spinflip-  $T=1$ -Resonanzen wie z.B. der  $1^-$ ,  $\Delta S=1$ -Zustand. Letzteres ist der Fall, weil auch die elektrischen  $\Delta S=1$ ,  $\Delta T=1$  Resonanzen auf die spin-isospinabhängige Teilchen-Loch-Restwechselwirkung sensitiv sind.

Man hat Quenching-Effekte nicht nur in den (p,n)-Reaktionen<sup>59,117)</sup>, sondern auch in (e,e') und (p,p') Experimenten<sup>118,131)</sup> gefunden. Wenn wir annehmen, daß diese Quenching-Effekte die Wirkungsquerschnitte von Spinflip-Zuständen um etwa einen Faktor 3 reduzieren, dann finden wir in unseren 160 MeV (p,n)-Rechnungen für das Verhältnis von  $\sigma(1^-, \Delta S=1)/\sigma(1^-, \Delta S=0) \sim 3$  genommen beim ersten Maximum der differentiellen Streuquerschnitte und für 45 MeV ungefähr 0.2. Die Anregungsenergie des  $1^-, \Delta S=0$ -Zustandes liegt um 5 MeV höher als die des  $1^-, \Delta S=1$ -Zustandes. Deshalb leidet der  $1^-, \Delta S=0$ -Zustand mehr unter dem Q-Wert-Effekt (schlechte Drehimpulsanpassung zwischen Eingangs- und Ausgangsrelativwellenfunktionen) als der  $1^-, \Delta S=1$ -Zustand. Der größere Q-Wert bewirkt einen kleineren Streuquerschnitt und eine strukturlose und flachere Winkelverteilung (s. Figur 29b).

In Figur 30a und 30b zeigen wir die Spektren der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion für  $E_p = 160$  und 45 MeV. Die berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma^L(\theta)/d\Omega$  für die verschiedenen, diskreten Zustände mit Multipolarität  $L$  falten wir in eine Breit-Wigner-Verteilung

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E) = \sum_{L, E_x} \frac{2}{\pi} \frac{1}{\Gamma^L} \frac{(\Gamma^L/2)^2}{(E-E_x)^2 + (\Gamma^L/2)^2} \frac{d\sigma^L}{d\Omega}(\theta, E_x) \quad (V-3)$$

wobei  $E_x$  die Anregungsenergie der berechneten, diskreten Zustände,  $\Gamma^L$  ihre angenommene Breite und  $L$  ihre Multipolarität ist. Für  $\Gamma^L$  nehmen wir einen Wert von  $\Gamma^L \sim 4$  MeV an; das ist die empirische Breite der GTR. Außerdem haben wir die berechneten  $(p,n)$ -Wirkungsquerschnitte jeweils um einen Faktor 3 reduziert, um dem "Quenching-Effekt" Rechnung zu tragen. Dabei haben wir angenommen, daß das "Quenching"  $\text{spin}(J^\pi)$ -unabhängig ist.

In Figur 30a vergleichen wir das berechnete Anregungsspektrum bei einem Streuwinkel von  $\theta_{\text{c.m.}} = 5^\circ$  mit den experimentellen Daten von Horen u.a.<sup>47)</sup>. Für den experimentellen Wirkungsquerschnitt haben wir einen Wert von 32 mb angenommen. Dieser Wert ist nicht ganz eindeutig wegen des großen Untergrundes in den experimentellen Spektren. Den experimentellen Wert von 32 mb haben wir auch in eine Breit-Wigner-Form gefaltet mit der experimentellen Breite von 10 MeV.

Der berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt für den niedrigliegenden, nichtkollektiven  $2^-$  Zustand ( $E_x = 2.8$  MeV, reine  $\pi 1h_{9/2}^- \nu 1i_{13/2}^-$  Konfiguration) stimmt ohne "Quenching"-Faktor mit den Daten<sup>47)</sup> überein (s. den unteren Teil von Figur 29a). Dagegen ist der berechnete  $(p,n)$ -Wirkungsquerschnitt für die kollektive GTR ( $1^+$ ) um einen Faktor 2-3 zu groß<sup>59)</sup> im Vergleich mit experimentellen Daten<sup>47)</sup>. Diese Differenz deutet darauf hin, daß der Quenching-Effekt entweder spinabhängig ist oder nur bei den kollektiven magnetischen Zuständen

auftritt. Osterfeld u.a.<sup>62)</sup> haben bei ihren mikroskopischen  $^{48}\text{Ca}(p,n)$ -Wirkungsquerschnittsrechnungen die subnuklearen  $\Delta$ -Isobar-Freiheitsgrade explizit in der RPA-Strukturrechnung und in der DWIA-Streurechnung behandelt. Sie haben herausgefunden, daß der Quenching-Effekt vom Impulstransfer  $q$  und vom Spin des Zustandes abhängig ist. Mit wachsendem Drehimpuls nimmt das Quenching, das auf  $\Delta$ -Isobar-Effekte zurückgeht, stark ab. Für  $\Delta L=1$  Spin-Isospinflip-Resonanzen ist der Beitrag zum Quenching aufgrund der Beimischungen von  $\Delta$ -Isobar-Nukleonlochkonfigurationen in den Wellenfunktionen bereits wesentlich kleiner als bei der  $\Delta L=0$  Resonanz (GTR).

Ein anderes großes Problem bei der experimentellen Extraktion der Übergangsstärke ist die korrekte Trennung zwischen dem Untergrund (background) und dem experimentellen Wirkungsquerschnitt der Riesenresonanzen. Kürzlich hat Osterfeld<sup>119)</sup> eine mikroskopische Background-Rechnung für die  $^{48}\text{Ca}(p,n)$  Reaktion bei  $E_p = 160$  MeV durchgeführt. Diese mikroskopische Background-Rechnung zeigt, daß ein großer Teil des Spektrums, das von den Experimentatoren als Untergrund interpretiert wurde, tatsächlich experimentelle Gamow-Teller-Stärke ist. Eine entsprechende Background-Rechnung sollte auch für die  $\Delta L=1$ -Resonanzen durchgeführt werden. Erst dann können wir herausfinden, ob der angenommene Quenching-Faktor von 3 richtig ist oder nicht.

Wir sehen in Figur 30a, daß bei  $E_p = 160$  MeV dominant die  $1^-$  ( $\Delta S=1$ )- und  $2^-$ -Zustände zum theoretischen Spektrum beitragen. Die Beiträge der  $0^-$ - und  $1^-$  ( $\Delta S=0$ )-Zustände sind klein, aber nicht vernachlässigbar. Beim 45 MeV  $(p,n)$ -Spektrum ist der Beitrag des Nichtspinflip  $1^-$ ,  $\Delta S=0$ -Zustandes dominant (s. Figur 30b), die Beiträge der Spinflipzustände ( $0^-$ ,  $1^-$ ,  $\Delta S=1$ - und  $2^-$ -Zustände) sind erwartungsgemäß kleiner geworden. Die Anregungsenergie des  $1^-$  ( $\Delta S=0$ )-Zustandes liegt um 5 MeV höher als die der anderen  $\Delta L=1$  Spinflip-Zustände. Daher erhalten

wir eine Verschiebung der Zentroid-Energie der  $\Delta L=1$ -Resonanz im 160 MeV- und im 45 MeV-Spektrum (vgl. Figur 30a und 30b). Diese Verschiebung der Zentroid-Energie wird auch in den experimentellen Spektren<sup>47,44)</sup> beobachtet.

Der Background wurde bei den 45 MeV Daten<sup>44)</sup> unglücklicherweise nicht abgezogen. Außerdem befindet sich in der Mitte der  $\Delta L=1$ -Resonanz eine starke  $\gamma$ -Kontaminationslinie. Deswegen können wir das theoretische 45 MeV-Spektrum nicht direkt mit dem experimentellen Spektrum vergleichen. Es besteht aber eine qualitative Übereinstimmung zwischen theoretischem und experimentellem Spektrum.

Die Beiträge der verschiedenen  $\Delta L=1$ -Zustände zum  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Wirkungsquerschnitt sind in Tabelle VIII und IX zusammengestellt.

Wir haben in unserer mikroskopischen Analyse gezeigt, daß die in der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion experimentell beobachtete  $\Delta L=1$ -Resonanz eine Überlagerung von allen möglichen  $\Delta L=1$  Spin-Isospinflip-Zuständen mit  $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  und einem Nichtspinflip  $1^-$ -Zustand ist. Wegen dieser Überlagerung von  $\Delta L=1$ -Zuständen mit ähnlichen Anregungsenergien hat die  $\Delta L=1$ -Resonanz eine große Breite von 10 MeV. Die Verschiebung der Zentroid-Energie um 3 MeV, die durch Vergleich des experimentellen 160 MeV-Spektrums<sup>47)</sup> mit dem 45 MeV-Spektrum<sup>44)</sup> festgestellt werden kann, wird in unserer theoretischen Analyse bestätigt und physikalisch begründet.

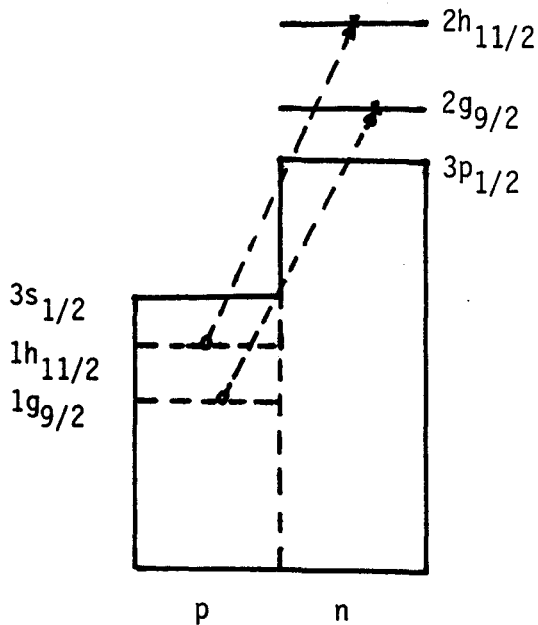
## 2) Diskussion der Ergebnisse für die $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion

Mit den RPA-Übergangsdichten, die wir in Kapitel III.1) beschrieben haben, berechnen wir nun  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitte, und zwar für  $0^+, 1^+, 1^-, 2^+$ - und  $3^-$ -Zustände in  $^{208}\text{Tl}$  bei einer Neutroneinschußenergie von 60 MeV. Wir benutzen wieder die M3Y-Kraft<sup>22,23)</sup> für die effektive Projektil-Targetnukleon

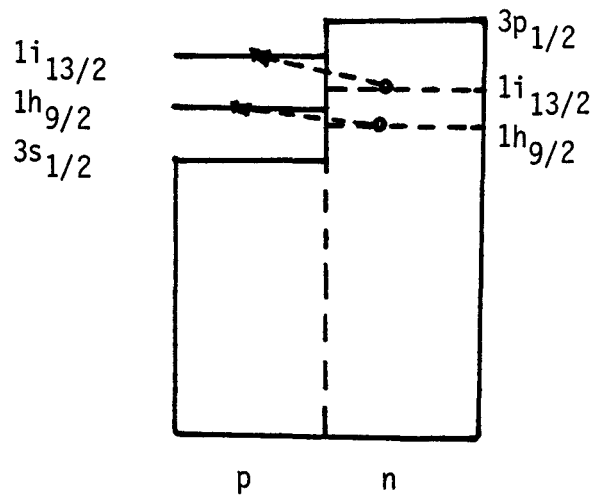
Wechselwirkung und die optischen Potentiale von Patterson u.a.<sup>121)</sup> für die Berechnung der Projektilwellenfunktionen im Eingangs- und Ausgangskanal. Um die Konsistenz zwischen der M3Y-Kraft und den optischen Potentialen von Patterson u.a. zu prüfen, haben wir zunächst die Wirkungsquerschnitte für die  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{p},\text{p}')3^-$ -,  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{n},\text{n}')3^-$ - und  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{p},\text{n})\text{IAS}$ -Reaktionen berechnet. Für die  $3^-$ -Wirkungsquerschnittsrechnung benutzen wir wieder den imaginären Formfaktor vom kollektiven Modell (Gl. (V-2)). Die theoretischen Ergebnisse für  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{p},\text{p}')3^-$  und  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{n},\text{n}')3^-$  können die experimentellen Daten<sup>122,123)</sup> gut beschreiben (Figur 31), ohne daß die M3Y-Kraft renormiert werden muß. In der  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{p},\text{n})\text{IAS}$ -Reaktion verwenden wir den Lane-Term<sup>100)</sup> als makroskopischen imaginären Formfaktor. Wir haben den mikroskopischen reellen Formfaktor (die Faltung der M3Y-Kraft mit der RPA-Übergangsdichte) mit dem makroskopischen reellen Formfaktor verglichen und gefunden, daß beide vergleichbar groß sind. Daher ist die Verwendung des Lane-Terms<sup>100)</sup> für den imaginären Formfaktor berechtigt. Figur 32 zeigt, daß die  $^{208}_{\text{Pb}}(\text{p},\text{n})\text{IAS}$ -Rechnung die experimentellen Daten<sup>124)</sup> gut reproduziert.

Mit den Teilchen-Loch-Kraftparametern aus Tabelle IX berechnen wir die Struktur der  $T_0+1$ -Zustände in  $^{208}_{\text{Tl}}$  in der RPA-Näherung. In Figur 33 zeigen wir die RPA-Übergangsdichten  $\rho^{\text{tr}}(r)$  für die stärksten  $0^+$  ( $E_x = 15.37$  MeV)- und  $2^+$  ( $E_x = 9.82$  MeV)-Zustände in  $^{208}_{\text{Tl}}$ . Die Übergangsdichte zum Isovektor ( $\Delta T=1$ )-Monopolzustand ( $0^+$ ,  $E_x = 15.37$  MeV) in  $^{208}_{\text{Tl}}$  ist wesentlich kleiner als die des IAS ( $0^+$ )-Zustandes in  $^{208}_{\text{Bi}}$  (Figur 24). Wir können diesen Unterschied auf die verschiedenen Teilchen-Loch-Konfigurationen, die den jeweiligen Zustand aufbauen, zurückführen.

Isovektor  $0^+$ ,  $T_0+1$ -Zustand  
( $E_x = 15.37$  MeV) in  $^{208}\text{Tl}$



IAS  $0^+$ ,  $T_0$ -Zustand  
( $E_x = 16.96$  MeV) in  $^{208}\text{Bi}$



Figur V.2

Es gibt zwei dominierende Konfigurationen für den IAS ( $0^+$ ) in  $^{208}\text{Bi}$ , nämlich (i) die  $(\pi 1i_{13/2}^{-1} \nu 1i_{13/2}^{-1})$ -Konfiguration und (ii) die  $(\pi 1h_{9/2}^{-1} \nu 1h_{9/2}^{-1})$ -Konfiguration. Diese Protonteilchen-Neutronlochzustände sind  $0h\omega$ -Übergänge. Beim Isovektor-Monopol ( $0^+$ )-Zustand in  $^{208}\text{Tl}$  gibt es auch 2 dominante Konfigurationen, nämlich (i) die  $(\nu 2h_{11/2}^{-1} \pi 1h_{11/2}^{-1})$ -Konfiguration und (ii) die  $(\nu 2g_{9/2}^{-1} \pi 1g_{9/2}^{-1})$ -Konfiguration. Diese Neutronenteilchen-Protonloch-Paare sind aber  $2h\omega$  Übergänge. Wegen des existierenden Neutronenüberschusses sind hier  $0h\omega$  Übergänge nicht erlaubt (Pauli-Blocking). Die Teilchen-Lochstärke der  $2h\omega$ -Übergänge ist wesentlich schwächer als die der  $0h\omega$ -Übergänge. Deshalb ist die RPA-Übergangsdichte des Isovektor-Monopol-Zustandes in  $^{208}\text{Tl}$  viel kleiner als die des IAS in  $^{208}\text{Bi}$ .



Figur 34 zeigt die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$  differentiellen Wirkungsquerschnitte für die stärksten  $0^+$  ( $E_x = 15.37$  MeV)- und  $2^+$  ( $E_x = 9.82$  MeV)-Zustände in  $^{208}\text{Tl}$  bei  $E_n = 60$  MeV. Berücksichtigen wir in den Wirkungsquerschnittsrechnungen nur den mikroskopischen reellen Formfaktor, so ist der  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt zum  $2^+$ -Zustand größer als zum  $0^+$ -Zustand. Dies kann man anhand der Übergangsdichte in Figur 33 erklären. Die Übergangsdichte des  $2^+$ -Zustandes ist an der Kernoberfläche größer als die des  $0^+$ -Zustandes. Außerdem hat die  $0^+$ -Übergangsdichte einen Knoten in der Oberfläche, so daß die Beiträge von innerhalb und außerhalb des Kerns bei der Streuquerschnittsrechnung destruktiv interferieren. Erst durch den Einschluß des imaginären Formfaktors vom kollektiven Modell (Gl. (V-2)) wird der  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt für den  $0^+$ -Zustand größer als für den  $2^+$ -Zustand. Diese Aussage gilt für Vorwärtswinkel. Bei größeren Streuwinkeln ist der  $2^+$ -Wirkungsquerschnitt größer. Weiterhin zeigen wir in Figur 35 die  $(n,p)$  differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $0^+$  (2 Zustände)- und  $1^+$  (7 Zustände)-Resonanzen. Beide Klassen von Zuständen besitzen  $\Delta L=0$ . Der Wirkungsquerschnitt bei  $\theta_{c.m.} = 0^\circ$  ist 1.52 mb/sr für die  $0^+$ - und 2.65 mb/sr für die  $1^+$ -Resonanz, wobei für die  $1^+$ -Resonanz der "quenching" Faktor noch nicht eingeschlossen ist. Die Summe der  $2^+$ -Wirkungsquerschnitte (4 Zustände,  $\Delta L=2$ ), dargestellt in Figur 36, hat ihr erstes Maximum bei  $\theta_{c.m.} = 12^\circ$  ( $\mathfrak{F}(12^\circ) = 0.93$  mb/sr). Auch für den  $2^+, \Delta S=1$ -Zustand ( $E_x = 7.98$  MeV) haben wir keinen "quenching" Faktor einbezogen. Die Summe der  $(n,p)$  Wirkungsquerschnitte für die  $1^-$ - und  $3^-$ -Zustände ist in Figur 37 und 38 dargestellt. Die  $1^-$ -Resonanz hat ihr erstes Maximum bei  $\theta_{c.m.} = 6^\circ$  ( $\mathfrak{F}(6^\circ) = 0.93$  mb/sr). Die  $3^-$ -Resonanz ist gleichmäßig in sieben Zustände aufgespalten. Der  $3^-$ -Wirkungsquerschnitt bei  $\theta_{c.m.} = 14^\circ$  ist 0.67 mb/sr. Das erste Maximum der  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnitte für die  $0^+$ -,  $1^+$ -,  $1^-$ -,  $2^-$ - und  $3^-$ -Resonanzen in  $^{208}\text{Tl}$  bei  $E_n = 60$  MeV ist in Tabelle Xa und Xb zusammengestellt.

Wir haben auch die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion bei einer Einschußenergie von  $E_n = 120$  MeV analysiert. Genau wie in der  $(p,n)$ -Reaktion werden bei dieser hohen Neutronenergie nur die Spin-Isospinflip-Zustände stark angeregt. Wir berechnen daher nur die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnitte zu den  $1^+-$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ - und  $3^-$ -Spinflipzuständen. Für die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung verwenden wir wieder die G3Y-Kraft<sup>23)</sup>. Die optischen Potentiale haben wir von Ref. 125) genommen.

Genau wie der  $0^+$ -Zustand in  $^{208}\text{Tl}$  sind auch die  $1^+$ -Zustände in  $^{208}\text{Tl}$   $2\hbar\omega$  Übergänge. Deswegen sind die  $1^+$ -Übergangsdichten auch kleiner als die zur GT-Resonanz in  $^{208}\text{Bi}$ . Die  $1^+$ -Resonanz in  $^{208}\text{Tl}$  ist in 7 Zustände fragmentiert. Der stärkste  $1^+$ -Zustand liegt bei 11.56 MeV. Die zugehörige RPA-Übergangsdichte ist in Figur 39 dargestellt. Interessant ist, daß die Übergangsdichte mit  $\Delta L=2$  viel größer ist als die mit  $\Delta L=0$ . Für andere  $1^+$ -Zustände in  $^{208}\text{Tl}$  sind die  $\Delta L=0$ -Übergangsdichten überwiegend größer als die mit  $\Delta L=2$ . Letztere sind aber nicht vernachlässigbar, wie etwa bei der GTR in  $^{208}\text{Bi}$ . Daher hat der  $\Delta L=2$ -Beitrag zum  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt relativ zum  $\Delta L=0$ -Beitrag zugenommen. Die  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitte für  $1^+-$ ,  $1^-$  ( $\Delta S=1$ )-,  $2^+$  ( $\Delta S=1$ )- und  $3^-$  ( $\Delta S=1$ )-Zustände sind in Figur 40 gezeichnet. Ein Quenching Faktor ist nicht eingeschlossen. Der Wirkungsquerschnitt für die  $1^+$ -Resonanz beträgt bei  $0^\circ$  etwa 20 mb/sr. Leider gibt es bis jetzt noch keine experimentellen  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Daten. Wir hoffen, durch diese theoretische Analyse eine qualitative Abschätzung des  $(n,p)$ -Wirkungsquerschnitts für  $T_0+1$ -Zustände in  $^{208}\text{Tl}$  gegeben zu haben, und hoffen, daß sie zu entsprechenden Experimenten anregen.

## VI. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit zwei verschiedenen Aspekten von direkten Kernreaktionen, nämlich einerseits mit der mikroskopischen Berechnung des imaginären optischen Potentials für die elastische Alpha-Kern-Streuung sowie andererseits mit der mikroskopischen Analyse von Riesenresonanzzuständen, die durch (p,n)- und (n,p)-Ladungsaustauschreaktionen angeregt werden.

Im ersten Teil der Arbeit führen wir im Rahmen der Kernstrukturnäherung zum optischen Potential eine mikroskopische Berechnung des Imaginärteils  $W(\vec{r}, \vec{r}')$  des optischen Potentials für  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ -Streuung bei  $E_\alpha = 31$  und  $100 \text{ MeV}$  <sup>29)</sup> durch. Den Imaginärteil  $W(\vec{r}, \vec{r}')$  berechnen wir im Feshbach-Formalismus in zweiter Ordnung Störungstheorie bezüglich einer effektiven  $\alpha$ -Targetnukleon-Wechselwirkung. Dabei behandeln wir das  $\alpha$ -Projektil als ein Elementarteilchen endlicher Ausdehnung mit Spin  $J_a^\pi = 0^+$ . Dann ist das  $\alpha$ -Teilchen von den Nukleonen im Targetkern unterscheidbar und Austauschsterme zwischen Projektil und Targetnukleon treten nicht auf. Wir konstruieren die effektive  $\alpha$ -Targetnukleon-Wechselwirkung durch Faltung einer effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (der M3Y-Kraft von Bertsch u.a. <sup>22,23)</sup>) mit der inneren  $\alpha$ -Grundzustandswellenfunktion. Wir eichen die so konstruierte  $\alpha$ -Targetnukleon-Kraft, indem wir fordern, daß sie unelastische Streudaten zum niedrigliegenden  $3^-$ , 3.73 MeV-Zustand in  $^{40}\text{Ca}$  reproduziert. Erst dann verwenden wir sie in der Potentialrechnung.

Wir benutzen eine optische Greenfunktion, um die Propagation des  $\alpha$ -Teilchens in intermediär angeregten Reaktionskanälen zu beschreiben. Nur Beiträge zur Absorption von unelastischen Reaktionskanälen werden berücksichtigt. Die intermediär angeregten unelastischen Kernzustände beschreiben wir durch mikroskopische RPA-Wellenfunktionen. Diese haben den großen Vorteil, daß sie kollektive Kerneigenschaften einschließen.

Die berechneten imaginären Potentiale  $W(\vec{r}, \vec{r}')$  für  $\alpha$ -Kern-Streuung sind aufgrund der großen Wellenzahl des intermediären Alphateilchens stark nichtlokal. Trotzdem benutzen wir die in der Nukleon-Kernstreuung oft verwendete lokale Näherung von Perey und Saxon, um äquivalent lokale Potentiale zu konstruieren. Die resultierenden lokalen Potentiale zeigen Oberflächenabsorption. Sie haben im allgemeinen eine viel geringere Tiefe als phänomenologische Potentiale. Unsere Rechnungen zeigen, daß Kernstruktureffekte wie Kollektivität usw, die in der Kernmaterienäherung nicht explizit behandelt werden, für absorptive Potentiale  $W$  sehr wichtig sind und die Absorption gegenüber Rechnungen mit ungestörten Teilchen-Loch-intermediären Zuständen beträchtlich vergrößern. Auch bei 100 MeV  $\alpha$ -Einschußenergie spielt Kernkollektivität noch eine unvernachlässigbare Rolle.

Das berechnete Alpha-Kern-imaginäre Potential  $W(\vec{r}, \vec{r}')$  oszilliert stark als Funktion der Nichtlokalitätskoordinate  $S$  ( $S = |\vec{r} - \vec{r}'|$ ). Deshalb ist die für die Nukleon-Kernstreuung oft benutzte lokale Näherung von Perey und Saxon für  $\alpha$ -Kernpotentiale nur sehr beschränkt gültig. Aus diesem Grund haben wir ein neues Rechenprogramm entwickelt, das das Streuproblem mit einem nichtlokalen Potential im  $\vec{r}$ -Raum exakt löst. Solche Streurechnungen mit mikroskopischen, nichtlokalen Potentialen haben wir für die Nukleon- $^{40}\text{Ca}$ - und  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ -Streuung durchgeführt<sup>99)</sup>. Bei der Nukleonstreuung zeigen die berechneten elastischen Winkelverteilungen, die von den nichtlokalen und "äquivalent" lokalen Potentialen erzeugt werden, in der Struktur ähnliches Verhalten, jedoch unterscheiden sie sich bei Rückwärtswinkeln merklich in der Größe. Hingegen ergeben die lokalen und nichtlokalen Streurechnungen bei der Alpha-Kernstreuung ganz verschiedene Resultate für die elastische Winkelverteilung. Dies gilt sowohl für die Form als auch für die Größe der berechneten Winkelverteilungen. Bei der lokalen Näherung geht offensichtlich zuviel Information, die das mikroskopisch nichtlokale Potential enthält, verloren. Die exakte Behandlung der Nichtlokalität der berechneten Potentiale ist deshalb bei  $\alpha$ -Kernstreuung (und bei allen anderen Schwerionenreaktionen) unbedingt notwendig.

In unseren mikroskopischen Rechnungen haben wir keine freien Parameter eingeführt, um die gemessenen Streudaten besser beschreiben zu können. Das Ziel unserer Studien liegt darin, die Absorption im optischen Potential auf einer möglichst mikroskopischen Basis zu verstehen. Die Ergebnisse dieser Studien haben gezeigt, daß die unelastischen Reaktionskanäle, obwohl sie bei niedrigen Einschußenergien ( $E_{\alpha} \sim 30$  MeV) den dominanten Beitrag zur Absorption liefern, nicht ausreichen, um die beobachtete Absorption zu erklären. Andere Reaktionsprozesse wie Pick-up-Stripping-Prozesse oder, bei hohen Einschußenergien, Aufbruchkanäle müssen in den Potentialrechnungen eingeschlossen werden, um genügend Absorption zu erzielen. Auch Prozesse von höherer als zweiter Ordnung in der Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung könnten von Bedeutung sein.

Im zweiten Teil dieser Arbeit studieren wir die  $^{208}\text{Pb}(p,n)^{-50}$  und  $^{208}\text{Pb}(n,p)^{-69}$  Ladungsaustauschreaktionen bei niedrigen ( $E < 50$  MeV) und hohen ( $E > 100$  MeV) Einschußenergien.

Bei der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion konzentrieren wir uns auf die Analyse und Interpretation der experimentell beobachteten  $\Delta L=1$ -Resonanz in  $^{208}\text{Bi}$  bei einer Anregungsenergie von  $\sim 21.5$  MeV. Wir zeigen, daß diese  $\Delta L=1$ -Resonanz eine Überlagerung aller möglichen  $\Delta L=1, \Delta S=1$ -Resonanzen mit Spin  $J^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}$  und  $2^{-}$  und einer  $\Delta L=1, \Delta S=0$ -Resonanz mit Spin  $J^{\pi} = 1^{-}$  ist. Die experimentell beobachtete große Breite der  $\Delta L=1$ -Resonanz von 10 MeV wird durch diese Überlagerung vieler Resonanzen erklärt. Bei 160 MeV Einschußenergie werden dominant die Spinflip ( $\Delta S=1$ )-Zustände angeregt und der Streuquerschnitt zum  $1^{-}, \Delta S=0$ -Zustand ist unterdrückt. Dies ist ein Resultat der Energieabhängigkeit der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung, deren  $V_{\tau\tau}$ -Komponente, die  $\Delta S=0, \Delta T=1$ -Zustände anregt, mit wachsender Einschußenergie stark gegenüber der  $V_{\sigma\tau\tau}$ -Komponente, die  $\Delta S=1, \Delta T=1$ -Zustände anregt, abnimmt. Bei 45 MeV Einschußenergie hingegen ist  $V_{\tau\tau}$  stärker als  $V_{\sigma\tau\tau}$ .

und es wird dominant der  $1^-$ ,  $\Delta S=0$ -Zustand angeregt. Dieser Zustand liegt um etwa 5 MeV höher als die anderen  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$ -Zustände. Daher erhalten wir im Spektrum eine Energieverschiebung der Zentroid-Energie um 3 MeV, wenn wir die Einschußenergie von 45 MeV auf 160 MeV erhöhen. Diese Energieverschiebung wird auch experimentell beobachtet. Wir können diese Energieverschiebung und die Natur der  $\Delta L=1$ -Resonanz in  $^{208}\text{Bi}$  theoretisch erklären.

Die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion ist eine vielversprechende Reaktion, um Riesenresonanzen mit Isospin  $T=T_0+1$  in  $^{208}\text{Tl}$  zu studieren. Nach unseren  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnittsrechnungen ist die Möglichkeit, experimentell die Isovektormonopolresonanz  $0^+$  sowie die  $1^+$ -Resonanz in  $^{208}\text{Tl}$  bei Vorwärtswinkeln zu beobachten, ziemlich gut. Die 60 MeV  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Rechnung für die  $0^+$ -Resonanz liefert bei Vorwärtswinkel ( $0^\circ$ ) einen Streuquerschnitt von 1.52 mb/sr (s. Tabelle Xa). Für die  $1^+$ -Resonanz vermittelt die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Rechnung bei 120 MeV Einschußenergie einen Wirkungsquerschnitt von  $\sim 17.5$  mb/sr für  $\theta_{\text{c.m.}} = 0^\circ$  (s. Tabelle XII). Bei diesem Wert ist ein "quenching" Faktor noch nicht eingeschlossen. Wir hoffen, daß diese Rechnungen Experimentatoren stimulieren werden, trotz der vielen experimentellen Probleme  $(n,p)$ -Reaktionen bei niedrigen und hohen Einschußenergien zu messen.

# Anhang A: Die Ableitung des mikroskopischen imaginären Potentials für die $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ Streuung

Für die elastische Streuung von unterscheidbaren Teilchen ist der Imaginärteil des optischen Potentials im Feshbach-Formalismus<sup>14)</sup> in 2. Ordnung Störungstheorie gegeben durch

$$W(E; \vec{r}_0, \vec{r}'_0) = \text{Im} \left\{ \sum_N \langle \Psi_0 | V | \Psi_N \rangle_{\vec{r}_0} g_N(\vec{r}_0, \vec{r}'_0) \langle \Psi_N | V | \Psi_0 \rangle_{\vec{r}'_0} \right\} \quad (\text{A-1})$$

Das Projektil ist als von den Targetnukleonen unterscheidbar angenommen, d.h. es treten keine Austauschterme auf. Um Gl. (A-1) explizit zu berechnen, entwickeln wir zunächst die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung in eine Multipolreihe<sup>132)</sup>

$$V(|\vec{r}_0 - \vec{r}_1|) = \sum_{a_1 a_2 n} v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_1) \left[ [i^{a_1} Y_{a_1}(\hat{r}_0) i^{a_2} Y_{a_2}(\hat{r}_1)]_n [i^{S_S(0)} i^{S_S(1)}]_n \right]_0 \quad (\text{A-2})$$

Dabei sind die  $v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_1)$  die radialen Multipolkomponenten<sup>132)</sup> für Zentral- ( $n=0$ ) und Tensorkräfte ( $n=2$ ). Weiterhin entwickeln wir auch die Greenfunktion  $g_N$  in eine Multipolreihe

$$g_N(E_N, \vec{r}_0, \vec{r}'_0) = \sum_{\ell_c j_c m_c} g_{\ell_c j_c}(r_0, r'_0) [i^{\ell_c} Y_{\ell_c}(\hat{r}_0) \chi_{S_c}(0)]_{j_c m_c} [i^{\ell_c} Y_{\ell_c}(\hat{r}'_0) \chi_{S_c}(0')]_{j_c m_c} \quad (\text{A-3})$$

Dabei ist  $g_{\ell_c j_c}(r_0, r'_0)$  die radiale optische Greenfunktion für die Partialwelle  $(\ell_c, j_c)$ . Wir zerlegen den Operator  $V g_N V$  in ein Produkt von Tensoroperatoren, die jeweils nur auf die Projektilkoordinaten  $(\vec{r}_0, \vec{r}'_0)$  bzw. die Targetnukleonkoordinaten  $(\vec{r}_1, \vec{r}'_1)$  wirken. Wir haben zunächst

$$\begin{aligned} & V(|\vec{r}_0 - \vec{r}_1|) [i^{\ell_c} Y_{\ell_c}(\hat{r}_0) \chi_{S_c}(0)]_{j_c m_c} \\ &= \sum_{a_1 a_2 n} v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_1) D_1(a_1 a_2 n, S_J, \ell_c S_c j_c, \bar{L} \bar{S}_1 \bar{S}'_1) \\ & \quad [i^{\ell_c} Y_{\ell_c}(\hat{r}_0) [T_{a_2 S_J}(\hat{r}_1) [i^{S_S(0)} \chi_{S_c}(0)]_{S'_1} \bar{S}_1]_{j_c m_c} \end{aligned} \quad (\text{A-4})$$

wobei

$$\begin{aligned}
 & D_1(a_1 a_2 n, S J, \ell_c s_c j_c, \bar{L} \bar{S}_1 \bar{S}'_1) \\
 & = \langle (a_1 a_2) n, n, 0 | a_1, (a_2 n) a_1, 0 \rangle \langle a_2, (SS) n, a_1 | (a_2 S) J, S, a_1 \rangle \\
 & \quad \langle (a_1 a_1) 0, (\ell_c s_c) j_c, j_c | (a_1 \ell_c) \bar{L}, (a_1 s_c) \bar{S}_1, j_c \rangle E(a_1 \ell_c \bar{L}) \\
 & \quad \langle (JS) a_1, s_c, \bar{S}_1 | J, (SS_c) \bar{S}'_1, \bar{S}_1 \rangle \quad (A-4a) \\
 & = i^{-a_1 + \ell_c - \bar{L}} (-)^{j_c - \bar{S}_1} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{L} \hat{S}_1 \hat{S}'_1 \hat{\ell}_c \hat{n} \hat{J} \hat{a}_1 W(a_1 a_2 SS; n J) \\
 & \quad W(\ell_c s_c \bar{L} \bar{S}_1; j_c a_1) W(JS \bar{S}_1 s_c; a_1 \bar{S}'_1) (\bar{L} 0 \ell_c 0 | a_1 0)
 \end{aligned}$$

mit

$$E(a_1 \ell_c \bar{L}) = i^{a_1 + \ell_c - \bar{L}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\hat{a}_1 \hat{\ell}_c}{\hat{L}} (a_1 0 \ell_c 0 | \bar{L} 0) \quad (A-4b)$$

sowie

$$T_{a_2 S J M_J}(\hat{r}_1) = [i^{a_2} Y_{a_2}(\hat{r}_1) \cdot i^S \sigma_S(1)]_{J M_J} \quad \text{ist.} \quad (A-4c)$$

Wir benutzen dabei die Abkürzung

$$\hat{n} = \sqrt{2n+1}. \quad (A-4d)$$

Der zu den Koordinaten  $(\vec{r}'_0, \vec{r}'_1)$  zugehörige Term ist der komplex konjugierte von Gl. (A-4).

Mit der radialen Greenfunktion  $g_{\ell_c j_c}(r_0, r'_0)$  fassen wir die beiden Terme zusammen

$$\begin{aligned}
 & V(|\vec{r}'_0 - \vec{r}'_1|) |(\ell_c s_c) j_c m_c \rangle g_{\ell_c j_c}(r_0, r'_0) \langle (\ell_c s_c) j_c m_c | V^+ (|\vec{r}'_0 - \vec{r}'_1|) \\
 & = \sum v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_1) \cdot D_1 \cdot [i^{\bar{L}} Y_{\bar{L}}(\hat{r}_0) [T_{a_2 S J}(\hat{r}_1) 0 \bar{S}'_1] \bar{S}_1]_{j_c m_c} \cdot g_{\ell_c j_c}(r_0, r'_0) \quad (A-5) \\
 & \cdot v_{a'_1 a'_2}^{n*}(r'_0, r'_1) \cdot D_1^* \cdot [i^{\bar{L}'} Y_{\bar{L}'}(\hat{r}'_0) [\widetilde{T_{a'_2 S' J'}}(\hat{r}'_1) 0 \widetilde{\bar{S}'_2}] \widetilde{\bar{S}_2}]_{j_c m_c}
 \end{aligned}$$



wobei der Operator

$${}^0\bar{S}_1^M \bar{S}_1^M := \left[ i^S \sigma_S(0) \chi_{s_c}(0) \right] \bar{S}_1^M \bar{S}_1^M \quad \text{ist} \quad (\text{A-5}\alpha)$$

und das "Schlange"-Zeichen ( $\sim$ ) die Zeitumkehr-Konjugation bedeutet. Die Drehimpulsanteile in Gl. (A-5) lassen sich umkoppeln zu

$$\begin{aligned} & \left[ i^{\bar{L}} \bar{Y}_{\bar{L}}(\hat{r}_0) \left[ T_{a_2 S J}(\hat{r}_1) {}^0\bar{S}_1^M \bar{S}_1^M \right]_{j_c m_c} \left[ i^{\bar{L}'} \bar{Y}_{\bar{L}'}(\hat{r}_0') \left[ \widetilde{T_{a_2' S' J'}}(\hat{r}_1') {}^0\widetilde{\bar{S}_2^M} \widetilde{\bar{S}_2^M} \right]_{j_c m_c} \right. \right. \\ & = \hat{j}_c \langle (\bar{L} \bar{S}_1) j_c, (\bar{L}' \bar{S}_2) j_c, 0 | (\bar{L} \bar{L}') L, (\bar{S}_1 \bar{S}_2) L, 0 \rangle \\ & \quad \langle (J \bar{S}_1') \bar{S}_1, (J' \bar{S}_2') \bar{S}_2, L | (J' J) J, (\bar{S}_2' \bar{S}_1') L, L \rangle \\ & \quad \left. \left[ \left[ i^{\bar{L}} \bar{Y}_{\bar{L}}(\hat{r}_0) i^{\bar{L}'} \bar{Y}_{\bar{L}'}(\hat{r}_0') \right]_L \left[ \left[ T_J \bar{T}_{J'} \right]_J \left[ {}^0\bar{S}_1^M {}^0\widetilde{\bar{S}_2^M} \right]_L \right]_0 \right] \right. \end{aligned} \quad (\text{A-6})$$

Wir berechnen das Matrix-Element des "Bracket"-Operators bezüglich des Anfangszustandes  $|J_A M_A s_a m_a\rangle$ , der targetkernintermediären Zustände  $|J_c M_c\rangle$  und des Endzustandes  $|J_B M_B s_b m_b\rangle$  mit dem Resultat

$$\begin{aligned} & \left[ \left[ i^{\bar{L}} \bar{Y}_{\bar{L}}(\hat{r}_0) i^{\bar{L}'} \bar{Y}_{\bar{L}'}(\hat{r}_0') \right]_L \cdot \left[ \left[ \langle J_B M_B | T_{J_1} | J_c M_c \rangle \langle J_c M_c | T_{J_2} | J_A M_A \rangle \right]_J \right. \right. \\ & \left. \left[ \langle s_b m_b | {}^0\bar{S}_1^M \rangle \langle {}^0\bar{S}_2^M | s_a m_a \rangle \right]_L \right]_0 \\ & = (-)^{J_A - M_A + s_b - m_b + L - m_L} (J_A M_A J_B - M_B | J M_J) (s_a m_a s_b - m_b | L m_L) \\ & \quad (-)^{L+m_L} \left[ i^{\bar{L}} \bar{Y}_{\bar{L}}(\hat{r}_0) i^{\bar{L}'} \bar{Y}_{\bar{L}'}(\hat{r}_0') \right]_{L-m_L} \quad (\text{A-7}) \\ & \quad \{ (-)^{S_1+S_2} i^{S_1+S_2} (-)^{J_1+J_2-L} \frac{1}{L} \frac{1}{J_c J} \hat{S}_1 \hat{S}_2 \langle (J_A J_1) J_c, J_2, J_B | J_A, (J_1 J_2) J, J_B \rangle \} \\ & \quad \langle J_B | | T_{J_2} | | J_c \rangle \langle J_c | | T_{J_1} | | J_A \rangle \end{aligned}$$

Für die elastische Streuung haben wir  $J_B = J_A$ ,  $s_b = s_a$ . Benutzen wir die Gl. (A-5), (A-6) und (A-7) in Gl. (A-1), dann erhalten wir den Ausdruck

$$\begin{aligned}
 W(E, \vec{r}_0, \vec{r}'_0) &= \text{Im} \sum_{\substack{j_c \\ J_c M_c}} \langle J_A M_A, s_a m_a | V(|\vec{r}_0 - \vec{r}'_1|) | (j_c s_c) j_c m_c, J_c M_c \rangle \cdot g_{j_c s_c}(r_0, r'_0) \\
 &\cdot \langle (j_c s_c) j_c m_c, J_c M_c | V^+(|\vec{r}'_0 - \vec{r}'_1|) | J_A M_A, s_a m_a \rangle \\
 &= \text{Im} \sum_{\substack{j_c \\ J_c M_c}} \left[ \sum_{\substack{L, s \\ L', L}} (-)^{J_A - M_A + s_a - m_a + s - m_s} (J_A M_A J_A - M_A | J M_J) (s_a m_a s_a - m_a | s m_s) \right. \\
 &\quad (J M_J s m_s | L - m_L) (-)^{L+m_L} \left[ i^{\bar{L}} Y_{\bar{L}}(\hat{r}_0) i^{\bar{L}'} Y_{\bar{L}'}(\hat{r}'_0) \right]_{L-m_L} \\
 &\quad \left[ (-)^{s_1+s_2} i^{s_1+s_2} (-)^{J_1+J_2-L} \frac{1}{L} \frac{1}{J_c J} \hat{S}_1 \hat{S}_2 \langle (J_A J_1) J_c, J_2, J_A | J_A, (J_1 J_2) J, J_A \rangle \right. \\
 &\quad \delta_{S'_1, s_c} \delta_{S'_2, s_c} \left[ j_c \langle (\bar{L}' \bar{S}_2) j_c, (\bar{L} \bar{S}_1) j_c, 0 | (\bar{L}' \bar{L}) L, (S_2 S_1) L, 0 \rangle \right. \\
 &\quad \left. \left. \langle (J_2 \bar{S}'_2) \bar{S}_2, (J_1 \bar{S}'_1) S_1, | (J_2 J_1) J, (S'_2 S'_1) s, L \rangle \right] \right. \\
 &\quad \left. \left\{ \sum D_1 \cdot \langle J_A || T_{a_2 s_1 J_1}(\hat{r}_1) v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_1) || J_c \rangle \cdot g_{j_c s_c}(r_0, r'_0) \cdot D_1^* \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \cdot \langle J_c || T_{a'_2 s_2 J_2}(\hat{r}'_1) v_{a'_1 a'_2}^{n*}(r'_0, r'_1) || J_A \rangle \right\} \right]
 \end{aligned}
 \tag{A-8}$$

Der Term, der die Kernübergangsdichte enthält, kann geschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 &\langle J_A || \left[ i^{a_2} Y_{a_2}(\hat{r}_1) i^{s_1} S^{(1)} \right]_{J_1} v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_1) || J_c \rangle \\
 &= i^{-a_1 - s_1} (-)^{a_2 + s_1} \int dr_1 r_1^2 \sum_{J_c J_A} \sum_{a_2 s_1 J_1} Y_{a_2 s_1 J_1}(r_1) v_{a_1 a_2}^{n, D}(r_0, r_1)
 \end{aligned}
 \tag{A-9}$$

wobei die RPA-Übergangsdichte gegeben ist durch

$$\rho_{a_2 s_1 j_1}^{j_c j_A} (r_1) = \sum_{\substack{n_1 \ell_1 j_1 \\ n_2 \ell_2 j_c}} (X_{j_1 j_2}^{j_c j_A} + Y_{j_2 j_1}^{j_c j_A}) \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{2} \hat{s}_1 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_1 \hat{a}_2 \hat{\ell}_1 (\ell_1 0 a_2 0 | \ell_2 0) \\ \left( \begin{matrix} \ell_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ \ell_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ a_2 & s_1 & j_1 \end{matrix} \right) R_{n_2 \ell_2 j_2} (r_1) R_{n_1 \ell_1 j_1} (r_1). \quad (A-9a)$$

Wir rechnen die restlichen Faktoren von Gl. (A-8) aus und setzen die Gl. (A-4a) und (A-9) in Gl. (A-8) ein. Dann erhalten wir die Endformel für den Imaginärteil des optischen Potentials  $W(E; \vec{r}_0, \vec{r}'_0)$ . (Wir ersetzen  $\begin{matrix} a_1 \rightarrow L_1 \\ a_1 \rightarrow L_2 \end{matrix} \quad \begin{matrix} a_2 \rightarrow \lambda_1 \\ a_2 \rightarrow \lambda_2 \end{matrix} \quad \begin{matrix} \ell_1 \rightarrow \ell_a \\ \ell_1 \rightarrow \ell_b \end{matrix} \quad \begin{matrix} j_c \rightarrow j_N \end{matrix}$ .)

$$W(E; \vec{r}_0, \vec{r}'_0) = \text{Im} \{ \Sigma (-)^{j_A - M_A - s_a - m_a + s - m_s} (j_A M_A j_A - M_A | j M_j) (s_a m_a s_a - m_a | s m_s) \\ (j M_j s m_s | L - m_L) (-)^{L+m_L} \sum_{\ell_a \ell_b} \left[ i^{\ell_a} y_{\ell_a}(\hat{r}_0) i^{\ell_b} y_{\ell_b}(\hat{r}'_0) \right]_{L-m_L} \} \\ \sum_{j_N} f_{L s j}^{\ell_a \ell_b j_N} (r_0, r'_0) \} \quad (A-10)$$

wobei

$$f_{L s j}^{\ell_a \ell_b j_N} (r_0, r'_0) = \hat{j} \hat{s} i^{\ell_a + \ell_b} \Sigma (-)^{j_c - s_2} (-)^{j_A + j - j_N} W(j_A j_1 j_A j_2; j_N j) \\ B(\ell_a \ell_c s_c j_c, L_1 s_1 j_1, \bar{s}_1) B(\ell_b \ell_c s_c j_c, L_2 s_2 j_2, \bar{s}_2) \\ W(\ell_a \bar{s}_1 \ell_b \bar{s}_2; j_c L) \cdot \begin{pmatrix} j_2 & s_c & \bar{s}_2 \\ j_1 & s_c & \bar{s}_1 \\ j & s & L \end{pmatrix} \cdot (\ell_a 0 \ell_c 0 | L_1 0) \\ \cdot F_{L_1 s_1 j_1}^{D, j_A j_N} (r_0) \cdot g_{\ell_c j_c} (r_0, r'_0) \cdot (\ell_b 0 \ell_c 0 | L_2 0) \cdot F_{L_2 s_2 j_2}^{D, j_N j_A} (r'_0) \quad (A-10a)$$

ist. in Gl. (A-10a) ist

$$F_{L_1 S_1 J_1}^{D, J_A J_N}(r_0) = \sum_{n, J_1} (-)^{L_1 + \lambda_1} \hat{n} \hat{J}_1 W(L_1 \lambda_1 S_1 S_1; n J_1) \int dr_1 r_1^2 \rho_{\lambda_1 S_1 J_1}^{J_A J_N}(r_1) v_{\lambda_1 S_1 J_1}^{n, D}(r_0, r_1) \quad (A-10b)$$

der direkte Formfaktor und der Koeffizient B ist gegeben durch

$$B(\ell_a \ell_c s_c j_c, L_1 S_1 J_1, S_1) = (-)^{J_1} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{\ell}_a \hat{\ell}_c \hat{s}_c \hat{j}_c \hat{L}_1 \hat{S}_1 \hat{S}_1 W(\ell_a \bar{S}_1 \ell_c s_c, j_c L_1) W(J_1 S_1 \bar{S}_1 s_c, L_1 S_1) \quad (A-10c)$$

Für  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ -Streuung ist der Spin des Alphateilchens  $s_c=0$  und auch der Spintransfer  $S_1=S_2=0$ . Gl. (A-10) reduziert sich dann zu dem einfacheren Ausdruck

$$W(E; \vec{r}_0, \vec{r}'_0) = \text{Im} \left[ \frac{1}{16\pi^2} \sum_{\ell, \ell_c, L} \delta_{L, J_N} \hat{L}^{-2} \hat{\ell}^2 \hat{\ell}_c^2 (\ell_0 \ell_c 0 | L 0)^2 \cdot F_{J_N, L 0 L}^D(r_0) \cdot g_{\ell_c}(r_0, r'_0) \cdot F_{J_N, L 0 L}^D(r'_0) P_{\ell}(\cos \Theta) \right] \quad (A-11)$$

## Anhang B: Berechnung der effektiven $\alpha$ -Targetnukleon-Wechselwirkung

Die  $V_{00}$ -Komponente der M3Y-Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung hat die Radialabhängigkeit

$$V_{00}^{N-N}(r) = \left[ 6315 \frac{e^{-4r}}{4r} - 1961 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \right] \text{ MeV} . \quad (\text{B-1})$$

Wir transformieren die Yukawaform in eine äquivalente Gaußform, indem wir zwei Bedingungen fordern:

(i) Die Volumenintegrale beider Kraftformen sollen übereinstimmen.

(ii) Die Reichweite der Gaußkraft soll doppelt so groß sein wie die der Yukawa-  
kraft  $\frac{1}{\alpha_G} = 2 \frac{1}{\alpha_Y}$ , d.h. dann besitzen beide Kräfte in etwa gleiche Asymptotik.

$$\text{Yukawaform: } V^Y(r) = V_0^Y \frac{e^{-\alpha_Y r}}{\alpha_Y r} \quad (\text{B-2a})$$

$$\text{Gaußform: } V^G(r) = V_0^G e^{-(\alpha_G r)^2} . \quad (\text{B-2b})$$

Wir berechnen die Volumenintegrale beider Kräfte

$$V_{\text{Yukawa}} = \int V_0^Y \frac{e^{-\alpha_Y r}}{\alpha_Y r} d\vec{r} = 4\pi \frac{V_0^Y}{\alpha_Y} \quad (\text{B-3a})$$

$$V_{\text{Gauß}} = \int V_0^G e^{-(\alpha_G r)^2} d\vec{r} = (\pi)^{3/2} \frac{V_0^G}{\alpha_G^3} . \quad (\text{B-3b})$$

$$\text{Nach Bedingung 1: } 4\pi \frac{V_0^Y}{\alpha_Y} = (\pi)^{3/2} \frac{V_0^G}{\alpha_G^3} \quad (\text{B-4a})$$

$$\text{Nach Bedingung 2: } \alpha_G = \frac{1}{2} \alpha_Y . \quad (\text{B-4b})$$

Aus Gl. (B-4a) und (B-4b) erhalten wir die Relation

$$V_0^G = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} V_0^Y . \quad (\text{B-5})$$

Die zur Yukawakraft äquivalente Gaußkraft wird dann mit der gaußförmigen inneren Alphawellenfunktion gefaltet. Die gefaltete Alpha-Targetnukleon-Kraft wird aus Ref. 76) entnommen

$$\bar{V}_{\alpha-N}(r) = 4 V_0^G \left(1+n \frac{\alpha_G^2}{\gamma^2}\right) \exp\left[-\frac{\alpha_G^2}{1+n \frac{\alpha_G^2}{\gamma^2}} r^2\right] \quad (B-6)$$

mit

$$\alpha_{\text{eff}}^2 = \frac{\alpha_G^2}{1+n \frac{\alpha_G^2}{\gamma^2}}, \quad n = \frac{3}{16}, \quad \gamma = 0.329. \quad (B-6a)$$

Wir setzen die Gl. (B-1), (B-4b) und (B-5) in Gl. (B-6) ein und erhalten dann die effektive Alpha-Targetnukleon-Wechselwirkung zu

$$\bar{V}_{\alpha-N}(r) = [319.2 e^{-0.505r^2} - 310.1 e^{-0.422r^2}] \text{ MeV}. \quad (B-7)$$

Anhang C: Das äquivalent lokale Potential von einem nichtlokalen Potential  $W(r,r')$  mit einer gedämpften, freien Greenfunktionsform

---

Gegeben sei ein kugelsymmetrisches nichtlokales imaginäres Potential  $W(r,r')$  mit einer gedämpften, freien Greenfunktionsform (DFPGF):

$$W(r,r') = W(R,R) e^{-\alpha S} \frac{\sin kS}{kS} \quad (C-1)$$

wobei

$$R = \frac{1}{2} |\vec{r} + \vec{r}'| \quad \text{die Schwerpunktskoordinate}$$

und

$$S = |\vec{r} - \vec{r}'| \quad \text{die Nichtlokalitätskoordinate ist.}$$

In Gl. (C-1) ist  $W(R,R)$  der Diagonalwert des nichtlokalen Potentials,  $\alpha$  der Dämpfungsparameter und  $k(R)$  die effektive Wellenzahl, die bei jedem Radius  $R$  neu angepaßt wird. Wir berechnen das äquivalent lokale Potential mit der Perey-Saxon-Methode<sup>39)</sup>

$$\tilde{W}(R) = \int W(R,S) e^{i\vec{K} \cdot \vec{S}} d\vec{S} \quad (C-2)$$

Dabei ist  $K = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E-V)}$  die lokale Wellenzahl

$$\begin{aligned} \tilde{W}_{DFPGF}(R) &= \int W(R,S) e^{i\vec{K} \cdot \vec{S}} d\vec{S} \\ &= \sum_{\ell} 4\pi i^{\ell} \int_0^{\infty} j_{\ell}(KS) W(R,S) S^2 dS Y_{\ell m}(\hat{K}) \int Y_{\ell m}^*(\hat{S}) d\hat{S} \\ &= \sum_{\ell} 4\pi i^{\ell} \int_0^{\infty} j_{\ell}(KS) W(R,S) S^2 dS Y_{\ell m}(\hat{K}) \cdot \sqrt{4\pi} \\ &= 4\pi \int_0^{\infty} j_0(KS) W(R,S) S^2 dS \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \sqrt{4\pi} \\ &= 4\pi \int_0^{\infty} \frac{\sin(KS)}{(KS)} W(R,R) \frac{\sin(kS)}{(kS)} e^{-\alpha S} S^2 dS \end{aligned} \quad (C-3)$$

$$\begin{aligned} &= 4\pi \frac{W(R,R)}{Kk} \int_0^{\infty} \sin(KS) \cdot \sin(kS) \cdot e^{-\alpha S} dS \\ &= W(R,R) \frac{4\pi}{Kk} \int_0^{\infty} \frac{\cos(k-K)S - \cos(k+K)S}{2} e^{-\alpha S} dS \\ &= W(R,R) \frac{8\pi \alpha}{[\alpha^2 + (k-K)^2][\alpha^2 + (k+K)^2]} \end{aligned} \quad (C-3)$$



# Anhang D: Die Lippmann-Schwinger-Gleichung für $T(\vec{k}, \vec{k}_0)$

Wir streuen ein Projektil mit fester Energie  $E$  an einem Potential  $V$

## 1) Ortsraumdarstellung ( $\vec{r}$ -Raum)

### a) Für ein lokales Potential

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + \frac{\hbar^2}{2\mu} k_0^2 \right] \psi_E^{(+)}(\vec{r}) = V(\vec{r}) \psi_E^{(+)}(\vec{r}) . \quad (D-1)$$

### b) Für ein nichtlokales Potential

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + \frac{\hbar^2 k_0^2}{2\mu} \right] \psi_E^{(+)}(\vec{r}) = \int d\vec{r}' V(\vec{r}, \vec{r}') \psi_E^{(+)}(\vec{r}') . \quad (D-2)$$

## 2) Impulsraumdarstellung ( $\vec{k}$ -Raum)

$$\left[ -\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} + \frac{\hbar^2 k_0^2}{2\mu} \right] \psi_E^{(+)}(\vec{k}) = \int d\vec{k}' V(\vec{k}, \vec{k}') \psi_E^{(+)}(\vec{k}') . \quad (D-3)$$

Die Wellenfunktion  $\psi_E^{(+)}(\vec{k})$  im  $\vec{k}$ -Raum ist die Fouriertransformierte von  $\psi_E^{(+)}(\vec{r})$  aus Gl. (D-1) bzw. Gl. (D-2).

$$\psi_E^{(+)}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\vec{r} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} \psi_E^{(+)}(\vec{r}) \quad (D-3a)$$

und das Potential  $V(\vec{k}, \vec{k}')$  ist definiert als

$$V(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}'} . \quad (D-3b)$$

Die Lösung von Gl. (D-2) bzw. (D-3) setzt sich zusammen aus der allgemeinen Lösung der homogenen Gleichung und einer speziellen Lösung  $\hat{\psi}_E(\vec{r})$  der inhomogenen Gleichung. Wir finden  $\hat{\psi}_E(\vec{r})$  mit der Methode der Greenschen Funktion. Die Greenfunktion hat als Inhomogenität die  $\delta$ -Funktion<sup>73)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2\mu} (k_0^2 + \Delta) G(\vec{r}, \vec{r}') &= \delta(\vec{r} - \vec{r}') \\ G(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{1}{k_0^2 + \Delta} \frac{2\mu}{\hbar^2} \delta(\vec{r} - \vec{r}') . \end{aligned} \quad (D-4)$$

Die Fouriertransformierte der  $\delta$ -Funktion ist 1, d.h.

$$\delta(\vec{r}-\vec{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} \cdot 1 \quad (D-5)$$

$$\Rightarrow G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2\mu}{\hbar^2} \int d\vec{k}' \frac{\exp[i\vec{k}'(\vec{r}-\vec{r}')] }{k_0^2 - k'^2} \quad (D-6)$$

Der Integrand hat 2 Polstellen bei  $k' = \pm k_0$ , um diese zu eliminieren, addiert man im Nenner  $+i\epsilon$ . Damit schieben wir die Polstellen von der reellen Achse fort. Außerdem garantiert dieses Verfahren die richtige Asymptotik, nämlich auslaufende Kugelwellen für  $\psi_E^{(+)}(\vec{r})$ .

Die spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung ist

$$\hat{\psi}_E(\vec{r}) = \int d\vec{r}' G(\vec{r}, \vec{r}') \int V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_E^{(+)}(\vec{r}'') d\vec{r}'' \quad (D-7)$$

Die Lösung der homogenen Gleichung ist die ebene Welle, damit lautet die Lösung der Gl. (D-2)

$$\psi_E^{(+)}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}' \int d\vec{k}' \frac{e^{i\vec{k}' \cdot (\vec{r}-\vec{r}')}}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \int d\vec{r}'' V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}'') \quad (D-8)$$

Setzt man die Gl. (D-8) in Gl. (D-3a) ein, erhalten wir

$$\begin{aligned} \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{k}) &= (2\pi)^{3/2} \delta(\vec{k}-\vec{k}_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\int d\vec{r}' e^{-i\vec{k}\vec{r}'} \int d\vec{r}'' V(\vec{r}', \vec{r}'') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}'')}{k_0^2 - k^2 + i\epsilon} \\ &= (2\pi)^{3/2} \delta(\vec{k}-\vec{k}_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{T(\vec{k}, \vec{k}_0)}{k_0^2 - k^2 + i\epsilon} \end{aligned} \quad (D-9)$$

mit

$$T(\vec{k}, \vec{k}_0) = \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} \int d\vec{r} V(\vec{r}, \vec{r}') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (D-9a)$$

Multiplizieren wir Gl. (D-8) von links mit  $\frac{1}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}, \vec{r}')$  und integrieren wir  $\vec{r}$  und  $\vec{r}'$ , dann haben wir die Lippmann-Schwinger-Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} \int d\vec{r} V(\vec{r}, \vec{r}') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}' \int d\vec{r} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \\ &+ \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}' \int d\vec{r} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}} \frac{T(\vec{k}', \vec{k}_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \\ \Rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3} T(\vec{k}, \vec{k}_0) &= V(\vec{k}, \vec{k}_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}' V(\vec{k}, \vec{k}') \frac{T(\vec{k}', \vec{k}_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \\ T(\vec{k}, \vec{k}_0) &= \tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k}' \tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}') \frac{T(\vec{k}', \vec{k}_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \end{aligned} \quad (D-10)$$

mit

$$\tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}') = (2\pi)^3 V(\vec{k}, \vec{k}') = \int d\vec{r} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}'} \quad (D-10a)$$

Wir verwenden die Partialwellenzerlegung<sup>133)</sup>

$$\begin{aligned} e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}'} &= 4\pi \sum_{\ell m} i^\ell j_\ell(k' r') Y_{\ell m}^*(\hat{k}') Y_{\ell m}(\hat{r}') \\ e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} &= 4\pi \sum_{\ell m} i^{-\ell} j_\ell(k r) Y_{\ell m}(\hat{k}) Y_{\ell m}^*(\hat{r}) \end{aligned} \quad (D-11a)$$

Dann ist

$$\psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}) = 4\pi \sum_{\ell m} i^\ell x_\ell(k_0 r) Y_{\ell m}^*(\hat{k}_0) Y_{\ell m}(\hat{r}) \quad (D-12)$$

und

$$\begin{aligned} T(\vec{k}, \vec{k}_0) &= \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \int V(\vec{r}, \vec{r}'') \psi_{\vec{k}_0}^{(+)}(\vec{r}'') d\vec{r}'' \\ &= 16 \pi^2 \sum_{\ell, m} T_{\ell}(k, k_0) Y_{\ell m}^*(\hat{k}_0) Y_{\ell m}(\hat{k}) \end{aligned} \quad (D-13)$$

mit

$$T_{\ell}(k, k_0) = \int dr'' r''^2 \int dr r^2 j_{\ell}(kr) \frac{V_{\ell}(r, r'')}{\hat{\ell}} X_{\ell}(k_0 r'') . \quad (D-13a)$$

Für ein nichtlokales Potential gilt

$$V(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{\ell} V_{\ell}(r, r') \left[ i^{\ell} a Y_{\ell a}(\hat{r}) i^{\ell} b Y_{\ell b}(\hat{r}') \right]_{00} \quad (D-14a)$$

$$\left[ i^{\ell} Y_{\ell}(\hat{r}) i^{\ell} Y_{\ell}(\hat{r}') \right]_{00} = \frac{1}{\hat{\ell}} \sum_m Y_{\ell m}(\hat{r}) Y_{\ell m}^*(\hat{r}') \quad (D-14b)$$

mit

$$\hat{\ell} = \sqrt{2\ell+1} \quad (D-14c)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \tilde{V}(\vec{k}, \vec{k}') &= \int d\vec{r} \int d\vec{r}' e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i\vec{k}'\cdot\vec{r}'} \\ &= 16 \pi^2 i^{\ell-\ell'} \sum_{\ell, m} \int dr r^2 \int dr' r'^2 j_{\ell}(kr) Y_{\ell m}(\hat{k}) Y_{\ell m}^*(\hat{r}) \\ &\quad \cdot \frac{V_{\ell}(r, r')}{\hat{\ell}} Y_{\ell m}(\hat{r}) Y_{\ell m}^*(\hat{r}') j_{\ell}(k'r') Y_{\ell m}^*(\hat{k}') Y_{\ell m}(\hat{r}') \\ &= 16 \pi^2 \sum_{\ell, m} \int dr r^2 \int dr' r'^2 j_{\ell}(kr) \frac{V_{\ell}(r, r')}{\hat{\ell}} j_{\ell}(k'r') Y_{\ell m}^*(\hat{k}') Y_{\ell m}(\hat{k}) \\ &= 16 \pi^2 \sum_{\ell, m} \tilde{V}_{\ell}(k, k') Y_{\ell m}(\hat{k}) Y_{\ell m}^*(\hat{k}') . \end{aligned} \quad (D-15)$$

Setzen wir Gl. (D-13), (D-15) in Gl. (D-10) ein,

$$16 \pi^2 \sum_{\ell, m} T_{\ell}(k, k_0) Y_{\ell m}(\hat{k}) Y_{\ell m}^*(\hat{k}_0) = 16 \pi^2 \sum_{\ell, m} \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) Y_{\ell m}(\hat{k}) Y_{\ell m}^*(\hat{k}_0) \\ + \frac{2\mu}{\hbar^2} (16\pi^2) \frac{2}{\pi} \sum_{\ell m} \int dk' k'^2 \frac{\tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} Y_{\ell m}(\hat{k}) Y_{\ell m}^*(\hat{k}_0) .$$

Durch Koeffizientenvergleich für jeden einzelnen Tensor der Multipolarität  $\ell$  erhalten wir eine Integralgleichung für Multipol  $\ell$ :

$$T_{\ell}(k, k_0) = \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} \int dk' k'^2 \frac{\tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \quad (D-16)$$

wobei

$$\tilde{V}_{\ell}(k, k') = \int dr r^2 \int dr' r'^2 j_{\ell}(kr) \frac{V_{\ell}(r, r')}{\sqrt{2\ell+1}} j_{\ell}(k'r') . \quad (D-16a)$$

### Anhang E: Matrix-Inversion-Lösung

Die Lippmann-Schwinger-Gleichung für Multipol  $\ell$  lautet (Gl. (D-16))

$$T_{\ell}(k, k_0) = \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} \int dk' k'^2 \frac{\tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0)}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} .$$

Mit

$$\frac{1}{k_0^2 - k'^2 + i\epsilon} \xrightarrow{\epsilon \rightarrow 0} P \frac{1}{k_0^2 - k'^2} - i\pi \delta(k_0^2 - k'^2) \quad (E-1)$$

erhalten wir

$$\begin{aligned} T_{\ell}(k, k_0) &= \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} P \int dk' k'^2 \frac{\tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0)}{k_0^2 - k'^2} \\ &\quad - \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} i\pi \int dk' k'^2 \delta(k_0^2 - k'^2) \tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0) \\ &= \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} P \int dk' k'^2 \frac{\tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0)}{k_0^2 - k'^2} \\ &\quad - i \frac{2\mu}{\hbar^2} k_0 \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) T_{\ell}(k_0, k_0) \\ &= \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk' \frac{k'^2 \tilde{V}_{\ell}(k, k') T_{\ell}(k', k_0) - k_0^2 \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) T_{\ell}(k_0, k_0)}{k_0^2 - k'^2} \\ &\quad - i \frac{2\mu}{\hbar^2} k_0 \tilde{V}_{\ell}(k, k_0) T_{\ell}(k_0, k_0) . \end{aligned} \quad (E-2)$$

Bei Lösung der Gl. (E-2) wählen wir die  $k'$ -Punkte so, daß immer  $k' \neq k_0$  ist. Wenn der Integrand eine genügend gleichmäßige Funktion von  $k$  ist, so können wir das Integral mit dem Gauß-Legendre-Integrationsverfahren<sup>40)</sup> berechnen.

$$\int_0^{\infty} dk F(k) = \sum_{i=1}^N F(k_i) W_i . \quad (E-3)$$

Dabei sind die  $(k_i)_{i=1,\dots,N}$  die Gaußschen Integrationspunkte und  $(W_i)_{i=1,\dots,N}$  die zugehörigen Gewichte. Alle N-Integrationspunkte  $k_1, k_2, \dots, k_N$  werden verschieden von  $k_0$  gewählt. Der Integrationspunkt  $k_0$  ist der N+1-Punkt ( $k_0 = k_{N+1}$ ).

Aus Gl. (E-2)

$$\begin{aligned} & \{ 1 + i k_0 \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_\ell(k, k_0) + \frac{2}{\pi} \left( \sum_{j=1}^N \frac{W_j k_0^2}{k_0^2 - k_j^2} \right) \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_\ell(k, k_0) \\ & - \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^N \frac{W_j k_j^2}{k_0^2 - k_j^2} \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_\ell(k, k_1) \} T_\ell(k_j, k_0) = \tilde{V}_\ell(k, k_0) \end{aligned} \quad (E-4)$$

folgt

$$\sum_{j=1}^{N+1} F_\ell(k_i, k_j) T_\ell(k_j, k_0) = \tilde{V}_\ell(k_i, k_0) \quad (E-5)$$

wobei  $F_\ell(k_i, k_j)$  eine  $(N+1, N+1)$  dimensionale nichtsinguläre Matrix ist. Die Matrixelemente  $F_\ell(k_i, k_j)$  sind definiert durch

$$F_\ell(k_i, k_j) = \delta_{ij} - \frac{2}{\pi} \frac{W_j k_j^2}{k_0^2 - k_j^2} \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_\ell(k_i, k_j) \quad \text{für } j \leq N \quad (E-5a)$$

und

$$\begin{aligned} F_\ell(k_i, k_0) &= \delta_{i, N+1} + \frac{2}{\pi} \left( \sum_{j=1}^N \frac{W_j k_0^2}{k_0^2 - k_j^2} \right) \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_\ell(k_i, k_0) \\ &+ i k_0 \frac{2\mu}{\hbar^2} \tilde{V}_\ell(k_i, k_0) \quad \text{für } j = N+1 . \end{aligned} \quad (E-5b)$$

$F_\ell(k_i, k_j)$  ist eine nichtsinguläre Matrix, da  $k_0$  verschieden ist von den anderen N-Integrationspunkten. Durch die Inversion der  $F_\ell(k_i, k_j)$ -Matrix erhalten wir dann die  $T_\ell$ -Matrix auf der Energie-Schale (on the energy shell) und ebenfalls "weg" von der Energie-Schale (off the energy shell).

# Anhang F: Bestimmung der Stärke des Pseudopotentials

Die Fouriertransformierte der Austausch-Zentralkraft ( $v_C^{\text{exch}} := P_\sigma P_\tau V_C$ ) ist gegeben durch

$$\tilde{v}_0(q_0) = 4\pi \int_0^\infty j_0(q_0 r) v^{\text{exch}}(r) r^2 dr \quad (\text{F-1})$$

wobei  $q_0 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} E_{\text{Lab}}$  der Impuls des einfallenden Projektils ist. Die radiale Abhängigkeit der Austauschkraft in Yukawaform lautet

$$v_Y^{\text{exch}}(r) = v_{o(\text{exch})}^Y \frac{e^{-\alpha_Y r}}{\alpha_Y r} \quad (\text{F-2})$$

Dann ist die Fouriertransformierte

$$\begin{aligned} \tilde{v}_0^Y(q_0) &= 4\pi \frac{v_{o(\text{exch})}^Y}{\alpha_Y} \frac{1}{q_0} \int_0^\infty \sin(q_0 r) \cdot e^{-\alpha_Y r} dr \\ &= 4\pi \frac{v_{o(\text{exch})}^Y}{\alpha_Y} \frac{1}{(\alpha_Y^2 + q_0^2)} \end{aligned} \quad (\text{F-3})$$

Die radiale Abhängigkeit der Austauschkraft in Gaußform lautet

$$v_G^{\text{exch}}(r) = v_{o(\text{exch})}^G e^{-\alpha_G^2 r^2} \quad (\text{F-4})$$

und die Fouriertransformierte

$$\begin{aligned} \tilde{v}_0^G(q_0) &= 4\pi \frac{v_{o(\text{exch})}^G}{q_0} \int_0^\infty e^{-\alpha_G^2 r^2} \sin(q_0 r) r dr \\ &= \pi^{3/2} \frac{v_{o(\text{exch})}^G}{\alpha_G^3} e^{-(q_0^2/4\alpha_G^2)} \end{aligned} \quad (\text{F-5})$$

Der  $\tilde{v}_0(q_0)$  Stärke-Parameter fällt schnell mit steigender Einschubenergie ab (Gl. (F-3) und (F-5)). Dieser Abfall spiegelt die Tatsache wieder, daß bei hohen Projektilenergien die Antisymmetrisierungseffekte weniger wichtig werden.



### Literaturverzeichnis

- 1) N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories, Wiley Interscience, New York, 1970;  
D.F. Jackson, Nuclear Reactions, Methuen & Co. Ltd., London, 1970.
- 2) G.C. Baldwin, G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71, 3 (1947).
- 3) R. Pitthan, Th. Walcher, Phys. Lett. 36B, 563 (1971);  
R. Pitthan, Th. Walcher, Z. Naturf. 27A, 1683 (1972).
- 4) N. Marty, M. Morlet, A. Willis, V. Comparat, R. Frascaria, Nucl. Phys. A238, 93 (1975).
- 5) H.P. Morsch, M. Rogge, P. Turek, C. Sükösd, C. Mayer-Böricke, Phys. Rev. C20, 1600 (1979);  
H.P. Morsch, M. Rogge, P. Turek, C. Mayer-Böricke, Phys. Rev. Lett. 45, 337 (1980).
- 6) D.H. Youngblood, C.M. Rozsa, J.M. Moss, D.R. Brown, J.D. Bronson, Phys. Rev. Lett. 39, 1188 (1977).
- 7) C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, Nucl. Phys. A380, 42 (1982).
- 8) M. Goldhaber, E. Teller, Phys. Rev. 73, 1946 (1948).
- 9) G.E. Brown, M. Bolsterli, Phys. Rev. Lett. 3, 472 (1959).
- 10) G.R. Satchler, Proc. Int. School of Physics Enrico Fermi, LXIX Corso, 1976.
- 11) V. Gillet, Nucl. Phys. 51, 410 (1964);  
V. Gillet, N. Vinh Mau, Nucl. Phys. 54, 321 (1964);  
V. Gillet, E.A. Sanderson, Nucl. Phys. 54, 472 (1964);  
V. Gillet, A.M. Green, E.A. Sanderson, Nucl. Phys. 88, 321 (1966);  
G.F. Bertsch, S.F. Tsai, Phys. Rep. C18, 125 (1975);  
K.F. Liu, G.E. Brown, Nucl. Phys. A265, 385 (1976).
- 12) P. Ring und J. Speth, Phys. Lett. 44B, 447 (1973);  
P. Ring, R. Bauer und J. Speth, Nucl. Phys. A206, 97 (1973);  
P. Ring und J. Speth, Nucl. Phys. A235, 315 (1974);  
S. Krewald, J. Birkholz, A. Faessler und J. Speth, Phys. Rev. Lett. 33, 1386 (1974);  
G.A. Rinker, J. Speth, Nucl. Phys. A306, 360 (1978);  
J.S. Dehesa, J. Speth, A. Faessler, Phys. Rev. Lett. 38, 208 (1977);

- J.S. Dehesa, Doktorarbeit (Universität Bonn 1978);  
P. Ring und P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer-Verlag, 1980.
- 13) J.S. Bell und E.J. Squires, Phys. Rev. Lett. 3, 96 (1959);  
J.S. Bell, Lectures on the Many Body Problem, Hrsg. E.R. Caianello (Academic Press, New York, 1962).
  - 14) H. Feshbach, Ann. Phys. 5, 357 (1958); Ann. Phys. 19, 287 (1962).
  - 15) J.P. Jeukenne, A. Lejeune und C. Mahaux, Phys. Rep. 25, 83 (1976);  
J.P. Jeukenne, A. Lejeune und C. Mahaux, Phys. Rev. C16, 80 (1977);  
C. Mahaux, Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics,  
Hrsg. H.V. Geramb (Springer-Verlag, Berlin, 1979) S. 1.
  - 16) F. Brieva und J.R. Rook, Nucl. Phys. A291, 299 (1977); Nucl. Phys. A291, 317  
(1977); Nucl. Phys. A307, 493 (1978).
  - 17) N. Vinh Mau, Theory of Nuclear Structure (IAEA, Vienna, 1970) S. 931;  
N. Vinh Mau und A. Bouyssy, Nucl. Phys. A257, 189 (1976).
  - 18) V. Bernard und Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A327, 397 (1979).
  - 19) F. Osterfeld, J. Wambach, V.A. Madsen, Phys. Rev. C23, 179 (1981).
  - 20) F. Osterfeld, V.A. Madsen, Phys. Rev. C24, 2468 (1981).
  - 21) A. Bouyssy, H. Ngo, N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A371, 173 (1981).
  - 22) G.F. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus, W.G. Love, Nucl. Phys. A284, 399  
(1977).
  - 23) W.G. Love, Properties and Applications of Effective Interactions Derived  
from Free N-N Forces, Conf. on the (p,n) Reaction and Nuclear-Nucleon  
Forces, Telluride, Colorado, 1979.
  - 24) H. Eikemeier, H.H. Hackenbroich, Nucl. Phys. A169, 407 (1971).
  - 25) T. Izumoto, S. Krewald, A. Faessler, Nucl. Phys. A341, 319 (1980); Nucl.  
Phys. A357, 471 (1981); Phys. Lett. 95B, 16 (1980).
  - 26) A. Faessler, T. Izumoto, S. Krewald, R. Sartor, Nucl. Phys. A359, 509 (1981).
  - 27) R. Sartor, A. Faessler, S.B. Khadkikar, S. Krewald, Nucl. Phys. A359, 467  
(1981).
  - 28) S.B. Khadkikar, L. Rikus, A. Faessler, Nucl. Phys. A369, 495 (1981).
  - 29) H. Dermawan, F. Osterfeld, V.A. Madsen, Phys. Rev. C25, 180 (1982).

- 30) B. Sinha, Phys. Rep. 20c, 1 (1975).
- 31) G.R. Satchler, W.G. Love, Phys. Rep. 55, 183 (1979).
- 32) F. Duggan, M. Lassaut, F. Michel, N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A355, 141 (1981).
- 33) T. Mayer-Kuckuk, Physik der Atomkerne, Teubner Studienbücher, 1974.
- 34) N. Vinh Mau, Phys. Lett. 79B, 5 (1977);  
N. Vinh Mau, Proc. Second Louvain-Cracow Seminar on the  $\alpha$ -Nucleus Interaction, Louvain-la-Neuve, 1978, Hrsg. G. Gregoire und K. Grotowski, S. 243;  
N. Vinh Mau, Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics, Hrsg. H.V. Geramb (Springer-Verlag, Berlin, 1979) S. 40.
- 35) M. Lassaut, Phys. Lett. 105B, 252 (1981).
- 36) A. Bouyssy, N. Vinh Mau, D.M. Brink, Phys. Lett. 102B, 109 (1981).
- 37) A. Bonaccorso, D.M. Brink, Nucl. Phys. A384, 161 (1982).
- 38) S. Krewald, J. Speth, Phys. Lett. 52B, 295 (1974).
- 39) F. Perey, D.S. Saxon, Phys. Lett. 10, 107 (1964).
- 40) M.I. Haftel, F. Tabakin, Nucl. Phys. A158, 1 (1970).
- 41) R.R. Doering, A. Galonsky, D.M. Patterson, G.F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. 35, 1961 (1975).
- 42) A. Galonsky et al., Phys. Lett. 74B, 176 (1978).
- 43) C. Gaarde et al., Nucl. Phys. A334, 248 (1980).
- 44) W.A. Sterrenburg et al., Phys. Rev. Lett. 45, 1839 (1980).
- 45) B.D. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 45, 699 (1980).
- 46) C.D. Goodman et al., Phys. Rev. Lett. 44, 1755 (1980);  
D.E. Bainum et al., Phys. Rev. Lett. 44, 1751 (1980).
- 47) D.J. Horen et al., Phys. Lett. 95B, 27 (1980); Phys. Lett. 99B, 383 (1981).
- 48) C. Gaarde et al., Nucl. Phys. A369, 258 (1981).
- 49) K. Ikeda, S. Fujii, J.J. Fujita, Phys. Lett. 3, 271 (1963);  
K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. 31, 434 (1964).
- 50) F. Osterfeld, S. Krewald, H. Dermawan, J. Speth, Phys. Lett. 105B, 257 (1981).
- 51) M. Ericson, A. Figureau, C. Thévenet, Phys. Lett. 45B, 19 (1973).

- 52) K. Ohta, M. Wakamatsu, Nucl. Phys. A234, 445 (1974).
- 53) J. Delorme, M. Ericson, A. Figureau, C. Th  venet, Ann. Phys. 102, 273 (1976).
- 54) E. Oset, M. Rho, Phys. Rev. Lett. 42, 42 (1979).
- 55) J.S. Towner, F.C. Khanna, Phys. Rev. Lett. 42, 51 (1979).
- 56) W. Kn  pfer et al., Phys. Lett. 77B, 367 (1978);  
W. Kn  pfer, M. Dillig, A. Richter, Phys. Lett. 95B, 349 (1980).
- 57) A. H  rting et al., Phys. Lett. 104B, 261 (1981).
- 58) H. Toki, W. Weise, Phys. Lett. 97B, 128 (1980).
- 59) S. Krewald, F. Osterfeld, J. Speth, G.E. Brown, Phys. Rev. Lett. 46, 103 (1981).
- 60) A. Bohr, B.R. Mottelson, Phys. Lett. 100B, 10 (1981).
- 61) G.E. Brown, M. Rho, Nucl. Phys. A372, 397 (1981).
- 62) T. Suzuki, S. Krewald, J. Speth, Phys. Lett. 107B, 9 (1981);  
F. Osterfeld, S. Krewald, T. Suzuki, J. Speth, Phys. Rev. Lett. 49, 11 (1982).
- 63) G.E. Brown, J.S. Dehesa, J. Speth, Nucl. Phys. A330, 290 (1979).
- 64) M. Obu, T. Terasawa, Prog. Theor. Phys. 43, 1231 (1970).
- 65) R.N. Glover, K.H. Purser, Nucl. Phys. 24, 431 (1961).
- 66) K. Debertin, E. R  ssle, Nucl. Phys. 70, 89 (1965).
- 67) D.F. Measday und J.N. Palmieri, Phys. Rev. 161, 1071 (1967).
- 68) N.S.P. King, J.L. Ullmann, Conf. on the (p,n) Reaction and the Nucleon-Nucleon Force, Telluride, Colorado, 1979.
- 69) V.R. Brown, H. Dermawan, S. Krewald, F. Osterfeld, J. Speth, to be published.
- 70) D.A. Slanina, H. McManus, Nucl. Phys. A116, 27 (1968);  
L.W. Owen, G.R. Satchler, Phys. Rev. Lett. 25, 1720 (1970);  
C.B. Dover, N. Van Giai, Nucl. Phys. A190, 373 (1972);  
C.L. Rao, M. Reeves, G.R. Satchler, Nucl. Phys. A207, 182 (1973).
- 71) W.G. Love, T. Terasawa, G.R. Satchler, Nucl. Phys. A291, 183 (1977).
- 72) B. Sinha, Phys. Rev. Lett. 42, 690 (1979).
- 73) L.S. Rodberg, R.M. Thaler, Introduction to the Quantum Theory of Scattering, Academic Press, 1967.

- 74) A. Messiah, Quantum Mechanics, Volume I.
- 75) J. Wambach, F. Osterfeld, J. Speth, V.A. Madsen, Nucl. Phys. A324, 77 (1979).
- 76) V.A. Madsen, Nuclear Spectroscopy and Reactions, Academic Press, 1975.
- 77) F. Osterfeld, FROST-MARS Code, unveröffentlicht.
- 78) J. Speth, E. Werner, W. Wild, Phys. Rep. 33, 127 (1977).
- 79) A.B. Migdal, Theory of Finite Fermi Systems, Interscience Publ., New York, 1967.
- 80) J. Lichtenstadt et al., Phys. Rev. C20, 497 (1979).
- 81) S. Krewald, J. Speth, Phys. Rev. Lett. 45, 417 (1980).
- 82) A.B. Migdal, Rev. Mod. Phys. 50, 107 (1978).
- 83) G.E. Brown, W. Weise, Phys. Rep. C27, 1 (1976).
- 84) M.R. Anastasio, G.E. Brown, Nucl. Phys. A285, 516 (1977);  
G.E. Brown, S.O. Bäckman, E. Oset, W. Weise, Nucl. Phys. A286, 191 (1977).
- 85) J. Speth, V. Klemt, J. Wambach, G.E. Brown, Nucl. Phys. A343, 382 (1980).
- 86) V.A. Madsen, Nucl. Phys. 80, 177 (1966).
- 87) E.P. Lippincott, A.M. Bernstein, Phys. Rev. 163, 1170 (1967).
- 88) E. Eickhoff, D. Frekers, H. Löbner, K. Poppensieker, R. Santo, G. Gaul,  
C. Mayer-Böricke, P. Turek, Nucl. Phys. A252, 333 (1975).
- 89) H.P. Gubler, U. Kiebele, H.O. Meyer, G.R. Plattner, I. Sick, Phys. Lett.  
74B, 202 (1978).
- 90) J. Meyer-ter-Vehn, Z. Physik A289, 319 (1979).
- 91) J. Wambach, Doktorarbeit (Universität Bonn 1979).
- 92) V. Gillet, E.A. Sanderson, Nucl. Phys. A91, 292 (1967).
- 93) J. Atkinson, V.A. Madsen, Phys. Rev. C1, 1377 (1970).
- 94) P. Ring, P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer-Verlag, 1980.
- 95) D.M. Brink, E. Boeker, Nucl. Phys. A91, 1 (1967).
- 96) D.M. Brink, N. Takigawa, Nucl. Phys. A279, 159 (1977).
- 97) G. Baur, R. Shyam, F. Rösler, D. Trautmann, Phys. Rev. C21, 2668 (1980).
- 98) F.G. Perey, B. Buck, Nucl. Phys. 32, 353 (1962).

- 99) H. Dermawan, F. Osterfeld, V.A. Madsen, wird veröffentlicht.
- 100) A.M. Lane, Phys. Rev. Lett. 8, 171 (1962).
- 101) S. Krewald, Doktorarbeit (Universität Bonn 1976).
- 102) F. Becchetti, G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
- 103) J. Rapaport, Phys. Lett. 92B, 233 (1980).
- 104) W. Tornow et al., Nucl. Phys. A385, 373 (1982).
- 105) W.T.H. Van Oers, Phys. Rev. C3, 1550 (1971).
- 106) J. Rapaport et al., Nucl. Phys. A286, 232 (1977).
- 107) G.R. Gruhn et al., Phys. Rev. C6, 915 (1972).
- 108) P.W. Coulter, G.R. Satchler, Nucl. Phys. A293, 269 (1977).
- 109) S. Kosugi, H. Yoshida, Nucl. Phys. A373, 349 (1982).
- 110) J.D. Anderson, C. Wong, Phys. Rev. Lett. 7, 250 (1961).
- 111) F. Krmpotić, K. Ebert, W. Wild, Nucl. Phys. A342, 497 (1980).
- 112) C.J. Batty et al., Nucl. Phys. A116, 643 (1968).
- 113) G.R. Satchler, Z. Physik 260, 209 (1973).
- 114) G. Baur, V.A. Madsen, F. Osterfeld, Phys. Rev. C17, 819 (1978).
- 115) W.G. Love, in: The (p,n) Reaction and the Nucleon-Nucleon Force, Hrsg. C.D. Goodman et al. (Plenum, New York, 1980) S. 30;  
G.F. Bertsch, in: The (p,n) Reaction and the Nucleon-Nucleon Force, Hrsg. C.D. Goodman et al. (Plenum, New York, 1980) S. 135.
- 116) G.E. Brown, J. Speth, J. Wambach, Phys. Lett. 99B, 75 (1981).
- 117) F. Osterfeld, T. Suzuki, J. Speth, Phys. Lett. 99B, 75 (1981).
- 118) W. Steffen et al., Phys. Lett. 95B, 23 (1980).
- 119) F. Osterfeld, Background Calculations for (p,n)-Reactions at Intermediate Energies, Invited talk at the Int. Conf. on Spin Excitations in Nuclei, Telluride, Colorado, USA, March 25-27, 1982 (Phys. Rev. C26, 762 (1982)).
- 120) J. David Bowman, M.B. Johnson, J.W. Negele, Phys. Rev. Lett. 46, 1614 (1981).
- 121) D.M. Patterson, R.R. Doering, A. Galonsky, Nucl. Phys. A263, 261 (1976).

- 122) V.T.H. Van Oers, Huang Haw, N.E. Davison, A. Ingemarsson, B. Fagerstrom, G. Tibell, Phys. Rev. C10, 307 (1974).
- 123) D.E. Bainum, R.W. Finlay, J. Rapaport, J.D. Carlson, W.G. Love, Phys. Rev. C16, 1377 (1977).
- 124) R.R. Doering, D.M. Patterson, A. Galonsky, Phys. Rev. C12, 378 (1975).
- 125) N. Nadasen et al., Phys. Rev. C23, 1023 (1981).
- 126) W.T.H. Von Oers et al., Phys. Rev. C10, 307 (1974).
- 127) J. Rapaport et al., Nucl. Phys. A330, 15 (1979); Nucl. Phys. A286, 232 (1977).
- 128) A.M. Bernstein, Advances in Nucl. Phys. 3, 325 (1969).
- 129) W.G. Love, M.A. Franey, Phys. Rev. C24, 1073 (1981).
- 130) G.F. Bertsch, J. Hamamoto, Phys. Rev. C26, 1323 (1982).
- 131) C. Djalali et al., Nucl. Phys. A388, 1 (1982).
- 132) H. Horie, K. Sasaki, Prog. Theor. Phys. 25, 475 (1961).
- 133) Drehimpulse in der Quantenmechanik von A.R. Edmonds, B.I. Taschenbuch.
- 134) J. Rapaport et al., private communication.

### Tabellenbeschreibung

- Tabelle I: Optische Parameter für die  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ -Streuung bei  $E_\alpha = 31$  und 100 MeV (Ref. 86,87)).
- Tabelle IIa-g: Die RPA-Anregungsenergien und BEL-Werte der verschiedenen intermediären Zustände von  $^{40}\text{Ca}$  mit  $J^\pi = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-$  und  $6^+$ .
- Tabelle III: Volumenintegrale des mikroskopischen imaginären Potentials für n- (17.7 MeV) und p- (17.7 MeV & 25 MeV)  $^{40}\text{Ca}$  Streuung. Unsere Ergebnisse werden mit theoretischen Werten aus Ref. 20) und mit den phänomenologischen Werten aus Ref. 103,104) verglichen.
- Tabelle IV: Migdal-Kraftparameter, die in den RPA-Rechnungen benutzt wurden.
- Tabelle V: Die RPA-Energie  $E_R$  (Spalte 5) einiger kollektiver Spinflip- und Nichtspinflip-Zustände in  $^{208}\text{Bi}$ . Die gemittelten ungestörten Teilchen-Loch-Energien  $\bar{E}_{ph}$  und die infolge der Teilchen-Loch-Restwechselwirkung auftretenden Energieverschiebungen  $\Delta E$  ( $=E_R - \bar{E}_{ph}$ ) der kollektiven Zustände sind in Spalte 3 und 4 angegeben. Die experimentellen Anregungsenergien des isobaren Analogzustandes (IAS) und der Gamow-Teller-Resonanz (GTR) wurden aus Ref. 46) entnommen.
- Tabelle VI: Die Kraftkomponenten des direkten und des Austauschteils der M3Y-Kraft (Ref. 22,23)).
- Tabelle VIIa-b: Die Kraftkomponenten des direkten und des Austauschteils der G3Y-Kraft (Ref. 23)).



- Tabelle VIII: Die Beiträge von  $0^-$ -,  $1^-$ - und  $2^-$ -Zuständen zum differentiellen Streuquerschnitt bei  $\theta_{c.m.} = 5^\circ$  in der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion bei  $E_p = 160$  MeV. Die Wirkungsquerschnitte der  $\Delta S=1$ -Zustände wurden mit dem Quenching-Faktor<sup>59)</sup>  $\frac{1}{3}$  multipliziert.
- Tabelle IX: Die Beiträge der  $0^-$ -,  $1^-$ - und  $2^-$ -Zustände zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  ( $7.5^\circ$ ) in der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Reaktion bei  $E_n = 45$  MeV. Die Wirkungsquerschnitte der Spinflip-Zustände wurden auch mit dem Quenching-Faktor  $\frac{1}{3}$  multipliziert.
- Tabelle Xa-b: Die Beiträge der  $0^+$ -,  $1^+$ -,  $1^-$ -,  $2^+$ - und  $3^-$ -Zustände zum  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt in ihrem ersten Maximum. Die Einschußenergie ist 60 MeV.
- Tabelle XI: Die Beiträge der  $0^+$ -,  $1^-$ - und  $2^+$ -Zustände zum  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt bei  $\theta_{c.m.} = 2^\circ$  für  $E_n = 30$  MeV.
- Tabelle XII: Die Beiträge der  $1^+$ -,  $1^-$ -,  $2^+$ - und  $3^-$ -Spinflip-Zustände zum  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnitt in ihrem ersten Maximum ( $E_n = 120$  MeV).

Tabelle I: Phänomenologisches optisches Potential für  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$ -Streuung

E [MeV]	V [MeV]	W <sup>a</sup> [MeV]	r <sub>R</sub> [fm]	a <sub>R</sub> [fm]	r <sub>I</sub> [fm]	a <sub>I</sub> [fm]
31 <sup>b</sup>	-50.03	-12.39	1.652	0.585	1.652	0.585
100 <sup>c</sup>	-126	-23	1.2	0.8	1.55	0.646

<sup>a</sup> Der Imaginärteil des optischen Potentials wurde bei der Erzeugung der intermediären Greenfunktion jeweils auf 8 MeV reduziert.

<sup>b</sup> Ref. 86)

<sup>c</sup> Ref. 87)

Tabelle IIa

Nr.	E [MeV]	B(E0) [e <sup>2</sup> ]
1	19.66	0.17·10 <sup>2</sup>
2	21.72	0.39·10 <sup>1</sup>
3	23.40	0.38·10 <sup>-3</sup>
4	26.11	0.82·10 <sup>1</sup>
5	27.18	0.19·10 <sup>1</sup>
6	30.57	0.48·10 <sup>1</sup>
7	33.90	0.41·10 <sup>1</sup>
8	34.36	0.36·10 <sup>0</sup>
9	35.50	0.20·10 <sup>1</sup>
10	39.36	0.71·10 <sup>1</sup>
11	64.88	0.51·10 <sup>-3</sup>
12	68.98	0.12·10 <sup>-2</sup>

Tabelle IIb

Nr.	E [MeV]	B(E1) [ $e^2 fm^2$ ]
2	9.26	$0.12 \cdot 10^{-1}$
3	10.45	$0.69 \cdot 10^{-3}$
4	11.69	$0.26 \cdot 10^0$
5	11.92	$0.39 \cdot 10^{-3}$
6	12.57	$0.36 \cdot 10^0$
7	13.31	$0.28 \cdot 10^0$
8	14.94	$0.53 \cdot 10^0$
9	15.19	$0.38 \cdot 10^{-1}$
10	16.33	$0.86 \cdot 10^0$
11	16.47	$0.30 \cdot 10^{-1}$
12	17.46	$0.75 \cdot 10^{-1}$
13	19.32	$0.38 \cdot 10^0$
14	19.65	$0.60 \cdot 10^1$
15	25.73	$0.24 \cdot 10^{-3}$
16	26.83	$0.54 \cdot 10^{-1}$
17	41.94	$0.21 \cdot 10^{-3}$
18	44.45	$0.39 \cdot 10^{-3}$
19	45.33	$0.12 \cdot 10^{-4}$
20	45.64	$0.22 \cdot 10^{-3}$
21	46.49	$0.54 \cdot 10^{-4}$
22	47.72	$0.50 \cdot 10^{-4}$
23	48.52	$0.70 \cdot 10^{-4}$
24	49.32	$0.77 \cdot 10^{-6}$
25	50.55	$0.14 \cdot 10^{-5}$
26	52.87	$0.88 \cdot 10^{-4}$
27	54.86	$0.27 \cdot 10^{-3}$
28	58.07	$0.13 \cdot 10^{-2}$
29	59.48	$0.45 \cdot 10^{-3}$
30	62.19	$0.49 \cdot 10^{-3}$

Tabelle IIc

Nr.	E [MeV]	B(E2) [ $e^2 fm^4$ ]
1	18.04	$0.91 \cdot 10^1$
2	19.55	$0.35 \cdot 10^3$
3	20.82	$0.44 \cdot 10^1$
4	21.31	$0.44 \cdot 10^2$
5	22.00	$0.14 \cdot 10^{-1}$
6	22.37	$0.55 \cdot 10^1$
7	23.22	$0.31 \cdot 10^0$
8	23.49	$0.84 \cdot 10^0$
9	23.90	$0.75 \cdot 10^2$
10	24.93	$0.65 \cdot 10^1$
11	26.37	$0.92 \cdot 10^0$
12	27.08	$0.32 \cdot 10^1$
13	28.26	$0.85 \cdot 10^0$
14	28.50	$0.64 \cdot 10^1$
15	29.11	$0.68 \cdot 10^2$
16	29.26	$0.63 \cdot 10^0$
17	29.93	$0.21 \cdot 10^{-1}$
18	30.39	$0.32 \cdot 10^2$
19	31.01	$0.11 \cdot 10^1$
20	32.08	$0.77 \cdot 10^1$
21	32.69	$0.49 \cdot 10^1$
22	33.16	$0.26 \cdot 10^2$
23	34.38	$0.32 \cdot 10^1$
24	34.97	$0.99 \cdot 10^1$
25	35.80	$0.35 \cdot 10^1$
26	36.50	$0.24 \cdot 10^1$
27	36.94	$0.87 \cdot 10^1$
28	37.65	$0.59 \cdot 10^2$
29	37.91	$0.13 \cdot 10^1$
30	38.81	$0.12 \cdot 10^1$
31	39.08	$0.40 \cdot 10^1$
32	40.35	$0.16 \cdot 10^1$
33	43.19	$0.51 \cdot 10^1$
34	45.12	$0.55 \cdot 10^{-1}$
35	66.25	$0.38 \cdot 10^{-3}$
36	68.50	$0.33 \cdot 10^{-1}$
37	68.53	$0.13 \cdot 10^{-1}$
38	72.29	$0.23 \cdot 10^{-3}$

Tabelle II d

Nr.	E [MeV]	B(E3) [ $e^2 fm^6$ ]
1	3.14	$0.23 \cdot 10^5$
2	8.22	$0.15 \cdot 10^2$
3	8.31	$0.55 \cdot 10^3$
4	9.05	$0.71 \cdot 10^1$
5	10.12	$0.43 \cdot 10^2$
6	11.30	$0.79 \cdot 10^3$
7	12.57	$0.18 \cdot 10^3$
8	13.81	$0.71 \cdot 10^3$
9	14.74	$0.42 \cdot 10^2$
10	16.07	$0.69 \cdot 10^2$
11	16.77	$0.54 \cdot 10^{-2}$
12	16.81	$0.33 \cdot 10^3$
13	17.15	$0.98 \cdot 10^3$
14	18.40	$0.32 \cdot 10^2$
15	20.43	$0.55 \cdot 10^3$
16	21.18	$0.32 \cdot 10^3$
17	22.78	$0.92 \cdot 10^2$
18	23.98	$0.66 \cdot 10^3$
19	36.99	$0.35 \cdot 10^4$
20	39.57	$0.61 \cdot 10^3$
21	43.50	$0.38 \cdot 10^3$
22	44.58	$0.10 \cdot 10^4$
23	44.99	$0.19 \cdot 10^3$
24	46.70	$0.21 \cdot 10^3$
25	47.24	$0.44 \cdot 10^3$
26	27.86	$0.28 \cdot 10^1$
27	49.02	$0.33 \cdot 10^3$
28	49.99	$0.25 \cdot 10^3$
29	51.80	$0.67 \cdot 10^1$
30	52.28	$0.12 \cdot 10^3$
31	53.28	$0.37 \cdot 10^3$
32	54.53	$0.41 \cdot 10^2$
33	55.09	$0.28 \cdot 10^3$
34	57.15	$0.31 \cdot 10^1$
35	60.51	$0.88 \cdot 10^2$
36	61.95	$0.76 \cdot 10^2$

Tabelle e

Nr.	E [MeV]	B(E4) [ $e^2 fm^8$ ]
1	17.94	$0.14 \cdot 10^6$
2	19.17	$0.22 \cdot 10^5$
3	19.94	$0.61 \cdot 10^5$
4	20.82	$0.14 \cdot 10^4$
5	21.61	$0.12 \cdot 10^4$
6	22.28	$0.34 \cdot 10^5$
7	25.51	$0.59 \cdot 10^5$
8	27.07	$1.0 \cdot 10^0$
9	27.94	$0.69 \cdot 10^4$
10	28.63	$0.28 \cdot 10^3$
11	28.67	$0.11 \cdot 10^5$
12	29.08	$0.53 \cdot 10^4$
13	29.63	$0.22 \cdot 10^5$
14	30.52	$0.19 \cdot 10^5$
15	30.94	$0.22 \cdot 10^5$
16	31.60	$0.13 \cdot 10^5$
17	32.21	$0.73 \cdot 10^2$
18	33.19	$0.16 \cdot 10^4$
19	33.63	$0.11 \cdot 10^5$
20	35.09	$0.92 \cdot 10^4$
21	36.37	$0.81 \cdot 10^4$
22	38.32	$0.72 \cdot 10^2$
23	41.50	$0.78 \cdot 10^4$
24	43.47	$0.12 \cdot 10^5$
25	55.60	$0.29 \cdot 10^5$
26	51.67	$0.24 \cdot 10^4$
27	63.93	$0.87 \cdot 10^3$
28	66.07	$0.91 \cdot 10^3$
29	72.88	$0.45 \cdot 10^4$
30	76.16	$0.25 \cdot 10^3$

Tabelle f

Nr.	E [MeV]	B(E5) [ $e^2 \text{fm}^{10}$ ]
1	0.07	$0.21 \cdot 10^7$
2	9.47	$0.23 \cdot 10^6$
3	15.17	$0.54 \cdot 10^6$
4	16.32	$0.60 \cdot 10^5$
5	22.12	$0.83 \cdot 10^6$
6	24.50	$0.65 \cdot 10^6$
7	29.21	$0.25 \cdot 10^6$
8	30.33	$0.13 \cdot 10^7$
9	31.40	$0.36 \cdot 10^7$
10	32.86	$0.40 \cdot 10^7$
11	37.18	$0.14 \cdot 10^7$
12	38.85	$0.77 \cdot 10^5$
13	41.25	$0.52 \cdot 10^6$
14	43.06	$0.55 \cdot 10^5$
15	44.74	$0.41 \cdot 10^6$
16	46.44	$0.99 \cdot 10^5$
17	54.30	$0.31 \cdot 10^6$
18	57.57	$0.40 \cdot 10^5$
19	74.32	$0.19 \cdot 10^6$
20	76.71	$0.35 \cdot 10^4$

Tabelle g

Nr.	E [MeV]	B(E6) [ $e^2 \text{fm}^{12}$ ]
1	18.19	$0.63 \cdot 10^8$
2	20.39	$0.14 \cdot 10^8$
3	26.56	$0.23 \cdot 10^8$
4	27.87	$0.17 \cdot 10^7$
5	36.20	$0.45 \cdot 10^8$
6	39.49	$0.62 \cdot 10^7$
7	51.67	$0.11 \cdot 10^8$
8	53.63	$0.33 \cdot 10^5$
9	55.26	$0.10 \cdot 10^8$
10	57.26	$0.26 \cdot 10^6$

Tabelle III: Volumenintegrale von W

Projektil	E [MeV]	J/A [ $\text{MeVfm}^3$ ]	$J_n/J_p^{(a)}$	$J_n/J_p^{(b)}$	$J_n/J_p^{(c)}$	$J_n/J_p^{(d)}$
n	17.7	56.32				
p	17.7	45.38	1.24	1.23	1.26	1.20
p	25.0	65.92	0.85	0.89		

(a) unsere neue Rechnung (Ref. 99))

(b) Ref. 20)

(c) Ref. 103)

(d) Ref. 104)

Tabelle IV: Die RPA-Kraftparameter

$f_{ex} = -1.81$	$f'_{ex} = 1.2$
$g_{ex} = 0.2$	$g'_{ex} = 0.52$
$f_{in} = 0.068$	$f'_{in} = 0.6$
$g_{in} = 0.2$	$g'_{in} = 0.52$

Tabelle V

$J^\pi$	$\Delta S$	$\bar{E}_{ph}$ [MeV]	$\Delta E$ [MeV]	$E_R$ [MeV]	$E_{exp}$ [MeV]
$0^+$	0	4.18	10.71	14.89	15.2
$1^+$	1	8.17	8.07	16.24	15.6
$0^-$	1	18.89	4.84	23.73	
$1^-$	1	18.63	1.70	20.33	
$1^-$	1	18.88	4.12	23.00	
$1^-$	1	18.67	4.8	23.47	
$1^-$	0+1	18.45	6.98	25.43	
$1^-$	0	18.27	9.87	28.14	
$2^-$	1	16.76	1.04	17.80	
$2^-$	1	17.21	1.12	18.33	
$2^-$	1	17.69	2.06	19.75	
$2^-$	1	20.33	1.02	21.35	
$2^-$	1	19.86	1.76	21.62	
$2^-$	1	22.95	0.49	23.44	
$2^-$	1	25.16	0.72	25.88	

Tabelle VI: M3Y-Kraft (direkt + Austausch)

Art	Direkter Teil der Kraft- stärke-Komponente [MeV]	Austauschteil der Kraft- stärke-Komponente [MeV]	Reichweite $\alpha$ [fm <sup>-1</sup> ]
Zentral	$V_o : 7999$ $V_\sigma : -2692.25$ $V_\tau : -4885.5$ $V_{\sigma\tau} : -421.25 (-297.87)$	$v_o : 4853.77$ $v_\sigma : 767.91$ $v_\tau : -1425.34$ $v_{\sigma\tau} : -3788.875 (-3819.72)$	4.0
	$V_o : -2134.25$ $V_\sigma : 478.75$ $V_\tau : 1175.5$ $V_{\sigma\tau} : 480.0 (339.411)$	$v_o : -1470.80$ $v_\sigma : 26.1833$ $v_\tau : 722.933$ $v_{\sigma\tau} : 827.125 (862.272)$	2.5
	$V_o : 0.0001875$ $V_\sigma : 0.0000625$ $V_\tau : 0.0000625$ $V_{\sigma\tau} : 3.4877 (2.4661)$	$v_o : -5.55$ $v_\sigma : 1.8496$ $v_\tau : 1.8496$ $v_{\sigma\tau} : -0.8719 (-0.6165)$	0.707
Tensor	$V_T : -102.65$ $V_{T\tau} : 385.65$	$v_T : -527.15$ $v_{T\tau} : 244.15$	2.5
	$V_T : 3.1125$ $V_{T\tau} : 10.5075$	$v_T : -17.3175$ $v_{T\tau} : 3.6975$	1.428

\*: Nach Mitteilung von W.G. Love ist die  $V_{\sigma\tau}$ -Komponente der M3Y-Kraft um einen Faktor  $\sqrt{2}$  zu stark.

Tabelle VIIa: G3Y-Kraft (Direkt-Teil)

Art	Kraftstärke- komponente	Reichweite $\alpha$ [fm <sup>-1</sup> ]		
		Realteil [MeV]	Imaginärteil [MeV]	
Zentral	$V_0$	8682.375	2060.875	4.0
	$V_\sigma$	-2412.875	396.875	
	$V_\tau$	-1851.625	-2058.125	
	$V_{\sigma\tau}$	1647.125	-798.625	
	$V_0$	-2000.9375	-944.1875	2.5
	$V_\sigma$	444.9375	-165.8125	
	$V_\tau$	304.6875	603.9375	
	$V_{\sigma\tau}$	-73.6875	194.0625	
	$V_0$	0.0001875		0.707
	$V_\sigma$	0.0001875		
	$V_\tau$	0.0001875		
	$V_{\sigma\tau}$	3.4878125		
Tensor	$V_T$	8285.75	-897	4.0
	$V_{T\tau}$	-7086.75	-2121.0	
	$V_T$	-748.175	5.225	2.5
	$V_{T\tau}$	838.275	195.174	
	$V_T$	13.3475		1.428
	$V_{T\tau}$	2.7325		



Tabelle VIIb: G3Y-Kraft (Austausch-Teil)

	Kraftstärke- komponente			Reichweite $\alpha$ [fm <sup>-1</sup> ]
		Realteil [MeV]	Imaginärteil [MeV]	
Zentral	$v_0$	-2678.25	2527.625	4.0
	$v_\sigma$	-149.75	528.625	
	$v_\tau$	411.5	-1926.375	
	$v_{\sigma\tau}$	-3648.5	-730.875	
	$v_0$	103.8125	-529.1875	2.5
	$v_\sigma$	327.6875	-112.8125	
	$v_\tau$	187.4375	656.9375	
	$v_{\sigma\tau}$	706.0625	297.0625	
	$v_0$	-7.8476		0.707
	$v_\sigma$	2.6159		
	$v_\tau$	2.6159		
	$v_{\sigma\tau}$	-0.8720		
Tensor	$v_T$	6487.25	3630.0	4.0
	$v_{T\tau}$	-7686.25	-612.0	
	$v_T$	-883.325	-295.375	2.5
	$v_{T\tau}$	793.225	94.975	
	$v_T$	-10.7725		1.428
	$v_{T\tau}$	-5.3075		

Tabelle VIII

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(5^\circ)$ [mb/sr]
$0^-$	1	23.73	2.433
$1^-$	1	20.33	0.533
	1	23.00	2.067
	1	23.47	5.667
	0	25.43	0.6
	1	25.43	0.6
	0	28.14	2.05
	0	28.14	2.05
$2^-$	1	17.80	1.267
	1	18.33	1.733
	1	19.75	2.50
	1	21.35	0.967
	1	21.62	2.20
	1	23.44	0.383
	1	25.88	1.533
	1	25.88	1.533
			$\Sigma$ 24.533

Zentroid-Energie: 22.74 MeV

Tabelle IX

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(7.5^\circ)$ [mb/sr]
$0^-$	1	23.73	0.0733
$1^-$	1	20.33	0.0304
	1	23.00	0.0668
	1	23.47	0.1633
	0	25.43	0.3302
	1	25.43	0.0197
	0	28.14	1.32
	0	28.14	1.32
$2^-$	1	17.80	0.069
	1	18.33	0.0808
	1	19.75	0.1067
	1	21.35	0.0414
	1	21.62	0.078
	1	23.44	0.0101
	1	25.88	0.0217
	1	25.88	0.0217
			$\Sigma$ 2.4114

Zentroid-Energie: 25.69 MeV

Tabelle Xa

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(0^\circ)$ [mb/sr]
$0^+$	0	11.57	0.12
	0	15.37	1.40
			$\Sigma$ 1.52
$1^+$	1	7.87	0.09
	1	8.69	0.450
	1	10.64	0.410
	1	11.56	1.02
	1	12.71	0.06
	1	13.31	0.46
	1	15.06	0.16
			$\Sigma$ 2.65

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(6^\circ)$ [mb/sr]
$1^-$	0	5.76	0.20
	1	5.76	0.22
	0	5.95	0.43
	1	5.95	0.08
			$\Sigma$ 0.93

Tabelle Xb

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(12^\circ)$ [mb/sr]
$2^+$	0	7.35	0.19
	0	7.98	0.13
	1	7.98	0.33
	0	9.82	0.25
	0	10.28	0.03
			$\Sigma$ 0.93

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(14^\circ)$ [mb/sr]
$3^-$	0	18.28	0.13
	0	18.45	0.12
	0	18.66	0.12
	0	18.80	0.13
	0	19.24	0.03
	0	19.49	0.06
	0	20.34	0.04
	1	20.34	0.05
			$\Sigma$ 0.68

Tabelle XI

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(2^\circ)$ [mb/sr]
$0^+$	0	11.57	0.003
	0	15.37	0.10
			$\Sigma$ 0.103
$1^-$	0	5.76	0.06
	0	5.95	0.09
			$\Sigma$ 0.15
$2^+$	0	7.35	0.23
	0	7.98	0.06
	1	7.98	0.07
	0	9.82	0.04
	0	10.28	0.005
			$\Sigma$ 0.40

Tabelle XII

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(0^\circ)$ [mb/sr]
$1^+$	1	7.87	1.9
	1	8.69	3.5
	1	10.64	1.6
	1	11.56	3.2
	1	12.71	0.75
	1	13.31	3.40
	1	15.06	3.30
			$\Sigma$ 17.65

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(6^\circ)$ [mb/sr]
$1^-$	1	5.76	7.21
	1	5.95	1.76
			$\Sigma$ 8.97

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(8^\circ)$ [mb/sr]
$2^+$	1	7.98	1.67

$J^\pi$	$\Delta S$	$E_x$ [MeV]	$d\sigma/d\Omega(16^\circ)$ [mb/sr]
$3^-$	1	20.34	1.06

### Figurenbeschreibung

- Figur 1: Impulsabhängigkeit des Migdal-Parameters  $g'_0(K)$  unter Einschluß von  $\pi$ -Meson- und  $\rho$ -Meson-Austausch in der Spin-Isospin-Wechselwirkung. Das  $\pi$ - und  $\rho$ -Austauschpotential ist in Zentral- und Tensoranteil zerlegt. Die dicke volle Linie ist die Summe aller Beiträge. Die dicke gestrichelte Linie ist auch die Summe aller Beiträge, wobei aber der Zentralteil des  $\rho$ -Austauschpotentials mit einem Reduktionsfaktor 0.4 multipliziert wurde (s. Ref. 85)).
- Figur 2: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha') 3^-$  (3.73 MeV) bei 31 MeV und 100 MeV Alphaeinschußenergie. Die optischen Potentiale wurden von Ref. 87,88) und die Daten von Ref. 89,88) genommen.
- Figur 3: Die Beiträge der intermediären Zustände verschiedener Multipolaritäten zum Diagonalanteil des nichtlokalen imaginären Potentials bei  $E_\alpha = 31$  MeV.
- Figur 4: Das berechnete  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$  nichtlokale imaginäre Potential für 31 MeV Einschußenergie in perspektivischer Form als Funktion von  $r$  und  $r'$  ( $\chi(r, r') = 0^0$ ) gezeichnet. Die intermediären Zustände sind RPA-Vektoren.
- Figur 5: Analog zu Figur 4, aber für 100 MeV  $\alpha$ -Energie.
- Figur 6: Das Potential  $W(R, S)$  als Funktion der Nichtlokalitätskoordinate  $S$  für Radien  $R = 1.6, 3.6$  und  $6.0$  fm bei  $E_\alpha = 31$  MeV.

- Figur 7: Vergleich der mikroskopischen, äquivalent lokalen imaginären Potentiale mit dem phänomenologischen Potential (gestrichelte Linie, Ref. 87)) bei  $E_\alpha = 31$  MeV. Die voll durchgezogene Linie ist das mit RPA-Vektoren berechnete Potential. Die gestrichelt-punktierte Linie ist das mit einfachen Teilchen-Lochzuständen berechnete Potential.
- Figur 8: Analog zu Figur 7, aber für  $E_\alpha = 100$  MeV.
- Figur 9: Vergleich der berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte für  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$  mit experimentellen Daten (aus Ref. 89)) bei  $E_\alpha = 31$  MeV. Die voll durchgezogene Linie ist der mit dem phänomenologischen Potential berechnete Streuquerschnitt. Die gestrichelte und gestrichelt-punktierte Linie sind die mit dem RPA-Potential bzw. mit dem Teilchen-Loch-Potential berechneten Streuquerschnitte.
- Figur 10: Analog zu Figur 9, aber für  $E_\alpha = 100$  MeV.
- Figur 11: Vergleich von Streuquerschnitten für die  $^{40}\text{Ca}(p, p)$ -Reaktion bei  $E_p = 10$  MeV. Die Streuquerschnitte wurden entweder mit dem nicht-lokalen Perey-Buck-Potential (voll durchgezogene Kurve) oder mit dem "äquivalent" lokalen Potential (gestrichelte Kurve) durchgeführt.
- Figur 12: Wie in Figur 11, aber für  $n$ - $^{40}\text{Ca}$  Streuung bei  $E_n = 10$  MeV.
- Figur 13: Die Grundzustandsdichteverteilung für Protonen (volle Kurve) und Neutronen (gestrichelte Kurve) in  $^{40}\text{Ca}$ . Die Grundzustandsdichteverteilung wurde von einem Woods-Saxon-Potential berechnet ( $V_0^p = 42.09$  MeV,  $V_0^n = 43.29$  MeV,  $V_{s0}^p = 6.675$  MeV,  $V_{s0}^n = 7.154$  MeV,  $r_0 = 1.39$  fm,  $a_0 = 0.53$  fm,  $r_{s0} = 1.39$  fm,  $a_{s0} = 0.53$  fm).

- Figur 14: Vergleich zwischen dem berechneten Faltungspotential und dem phänomenologischen Potential von Becchetti und Greenlees<sup>102)</sup> bei 17.7 MeV Protonenergie. Das Faltungspotential wurde mit der Grundzustandsdichte aus Figur 13 und der effektiven Wechselwirkung von Eikemeier und Hackenbroich<sup>24)</sup> berechnet. Austausch wurde in der Pseudopotentialnäherung eingeschlossen.
- Figur 15: Das mikroskopische, äquivalent lokale imaginäre Potential für  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$  und  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung bei 17.7 MeV Einschußenergie.
- Figur 16: Das mikroskopische, äquivalent lokale imaginäre Potential für  $^{40}\text{Ca}(p,p)$  bei  $E_p = 25$  MeV.
- Figur 17: Das Potential  $W(R,S)$  als Funktion der Koordinate  $S$  bei einem Radius  $R = 3.2$  fm. Die volle Kurve beschreibt 17.7 MeV Protonstreuung und die gestrichelte Kurve 17.7 MeV Neutronstreuung.
- Figur 18: Vergleich der nichtlokalen (volle Kurve) und lokalen (gestrichelte Kurve) Streurechnungen mit den experimentellen Streudaten (Ref. 105)) für 17.7 MeV  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung.
- Figur 19: Analog zu Figur 18, aber für 17.7 MeV  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung. Die 20 MeV Neutronstreudaten wurden von Ref. 106) genommen.
- Figur 20: Analog zu Figur 18, aber für 25 MeV  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung. Die 25 MeV Protonstreudaten wurden von Ref. 107) genommen.
- Figur 21: Vergleich des Absolutbetrages der Reflektionskoeffizienten zwischen nichtlokaler (volle Kurve) und lokaler (gestrichelte Kurve) Streurechnung als Funktion der Partialwellenzahl  $\ell$  in  $n\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung bei  $E_n = 17.7$  MeV und in der  $p\text{-}^{40}\text{Ca}$  Streuung bei  $E_p = 17.7$  und 25 MeV.

- Figur 22: Vergleich der nichtlokalen (volle Linie) und lokalen (gestrichelte Linie) Streurechnungen mit experimentellen Streudaten (Ref. 89)) für 31 MeV  $\alpha$ - $^{40}\text{Ca}$  Streuung.
- Figur 23: Analog zu Figur 22, aber für  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$  bei  $E_\alpha = 100$  MeV. Die 100 MeV Streudaten wurden von Ref. 88) genommen.
- Figur 24: Die RPA-Übergangsdichte der  $\Delta\ell=0$  Riesenresonanzen (IAS & GTR) in  $^{208}\text{Bi}$ .
- Figur 25: Die RPA-Übergangsdichte der kollektiven Zustände der  $\Delta\ell=1$  Resonanzen ( $0^-, 1^-, 2^-$ ) in  $^{208}\text{Bi}$ .
- Figur 26: Die Impulsverteilung einiger kollektiver  $\Delta\ell=0$  ( $1^+$ , GTR) und  $\Delta\ell=1$  ( $0^-, 1^-, 2^-$ ) Zustände in  $^{208}\text{Bi}$ .
- Figur 27: Doppelt differentielle  $^{208}\text{Pb}(p, n)$  Wirkungsquerschnitte für diskrete  $0^-$ ,  $1^-$  und  $2^-$ -Zustände in  $^{208}\text{Bi}$  bei 160 MeV Protoneinschußenergie. Die  $(p, n)$  Wirkungsquerschnitte wurden mit der G3Y-Projektil-Target-nukleon-Wechselwirkung (Ref. 23)) berechnet. Die optischen Parameter wurden von Ref. 125) genommen. Die Anregungsenergien sind bezüglich der Grundzustandsenergie von  $^{208}\text{Bi}$  genommen.
- Figur 28: Analyse von  $(p, n)$  Daten zum isobaren Analogzustand (IAS) 49 MeV Einschußenergie. Die voll durchgezogene Kurve ist die Summe der Streuquerschnitte zum IAS-Zustand (gestrichelte Kurve) und zur Gamow-Teller-Resonanz (gestrichelt-punktierte Kurve). Die optischen Parameter und experimentellen Daten wurden von Ref. 126, 127) und Ref. 128) genommen. Der Wirkungsquerschnitt zur GTR wurde mit dem Quenching-Faktor  $\frac{1}{3}$  multipliziert.



- Figur 29: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  Reaktion für kollektive  $0^-$ -,  $1^- (\Delta S=0, \Delta S=1)$ - und  $2^-$ -Zustände in  $^{208}\text{Bi}$  bei  $E_p = 160$  und  $45$  MeV. Für die  $45$  MeV Rechnungen haben wir die M3Y-Kraft (Ref. 22,23)) als Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung benutzt. Die optischen Parameter wurden von Ref. 126) genommen. Im unteren linken Feld der Figur wird der  $^{208}\text{Pb}(p,n)$  Wirkungsquerschnitt zum niedrigliegenden  $2^-$  ( $E_x = 2.86$  MeV)-Zustand in  $^{208}\text{Bi}$  bei  $120$  MeV Protonenergie gezeigt. Die experimentellen Daten wurden von Ref. 47) genommen.
- Figur 30:  $^{208}\text{Pb}(p,n)$ -Ladungsaustauschspektren für  $160$  MeV und  $45$  MeV Protoneneinschußenergie. Die  $160$  MeV Spektren werden mit den experimentellen Daten aus Ref. 47) verglichen. Die  $(p,n)$  Wirkungsquerschnitte der Spin-Isospinflip  $0^-$ -,  $1^-$ - und  $2^-$ -Zustände sind mit dem Quenching-Faktor 3 reduziert worden. Die Anregungsenergien sind bezüglich der Grundzustandsenergie von  $^{208}\text{Bi}$  angegeben.
- Figur 31: Die Wirkungsquerschnitte für die  $^{208}\text{Pb}(p,p') 3^-$  ( $E_x = 2.465$  MeV)- und  $^{208}\text{Pb}(n,n') 3^-$  ( $E_x = 2.465$  MeV)-Reaktionen bei  $25$  MeV Einschußenergie. Für die unelastische Rechnung benutzen wir die M3Y-Kraft für die Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung (Ref. 22,23) und die optischen Parameter von Patterson u.a. (Ref. 121)) zur Erzeugung der "Distorted Waves". Die experimentellen Daten wurden von Ref. 122,123) genommen. Bei dieser Rechnung wurde der imaginäre kollektive Formfaktor nach der Vorschrift von Baur u.a. (Ref. 114)) eingeschlossen.
- Figur 32: Vergleich von semimikroskopischen (mikroskopischer reeller Formfaktor und makroskopischer Imaginärteil) und makroskopischen (Lane-Modell)  $(p,n)$ -Streuquerschnittsrechnungen mit experimentellen Daten<sup>124)</sup> bei  $E_p = 25$  MeV.

- Figur 33: Die RPA-Übergangsdichten der kollektiven  $0^+$ - ( $E_x = 15.34$  MeV) und  $2^+$ - ( $E_x = 9.82$  MeV) Zustände in  $^{208}\text{Tl}$ . Die Anregungsenergien sind bezüglich der Grundzustandsenergie von  $^{208}\text{Pb}$  berechnet.
- Figur 34: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Reaktion für die kollektivsten  $0^+$ - ( $E_x = 15.37$  MeV) und  $2^+$ - ( $E_x = 9.82$  MeV) Zustände in  $^{208}\text{Tl}$  bei  $E_n = 60$  MeV.
- Figur 35: Die theoretischen  $^{208}\text{Pb}(n,p)$  Wirkungsquerschnitte für die Summe der relativ kollektiven  $0^+$  Zustände ( $E_x = 11.57$  und  $15.37$  MeV, gestrichelte Linie) und für die Summe der relativ kollektiven  $1^+$  Zustände ( $E_x = 7.87$ - $15.06$  MeV, gestrichelt-punktierte Linie) in  $^{208}\text{Tl}$  bei  $E_n = 60$  MeV. Die volle Kurve ist die Summe der  $0^+$ - und  $1^+$ -Wirkungsquerschnitte. Der Quenching-Faktor für die  $1^+$ -Wirkungsquerschnitte ist noch nicht eingeschlossen.
- Figur 36: Analog zu Figur 35, aber nun für die  $1^-$ -Zustände ( $\Delta S=0, \Delta S=1$ ) in  $^{208}\text{Tl}$ . Der Quenching-Faktor für die Wirkungsquerschnitte der  $\Delta S=1, \Delta 1^-$ -Zustände ist nicht eingeschlossen.
- Figur 37: Analog zu Figur 36, aber für die  $2^+$ -Zustände ( $\Delta S=0, \Delta S=1$ ) in  $^{208}\text{Tl}$ .
- Figur 38: Analog zu Figur 36, aber für die  $3^-$ -Zustände ( $\Delta S=0, \Delta S=1$ ) in  $^{208}\text{Tl}$ .
- Figur 39: Die RPA-Übergangsdichte des stärksten  $1^+$ -Zustandes ( $E_x = 11.56$  MeV) in  $^{208}\text{Tl}$ . Die voll durchgezogene und eingestrichelte Linie sind die Beiträge aus  $\Delta l=0$  bzw.  $\Delta l=2$  Komponenten.
- Figur 40: Die  $^{208}\text{Pb}(n,p)$ -Wirkungsquerschnitte für Spin-Isospinflip  $1^+$ -,  $1^-$ -,  $2^+$ - und  $3^-$ -Zustände in  $^{208}\text{Tl}$  bei  $E_n = 120$  MeV. Für diese Rechnung benutzen wir die G3Y-Kraft (Ref. 23)) als Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung und die optischen Parameter von Ref. 125).

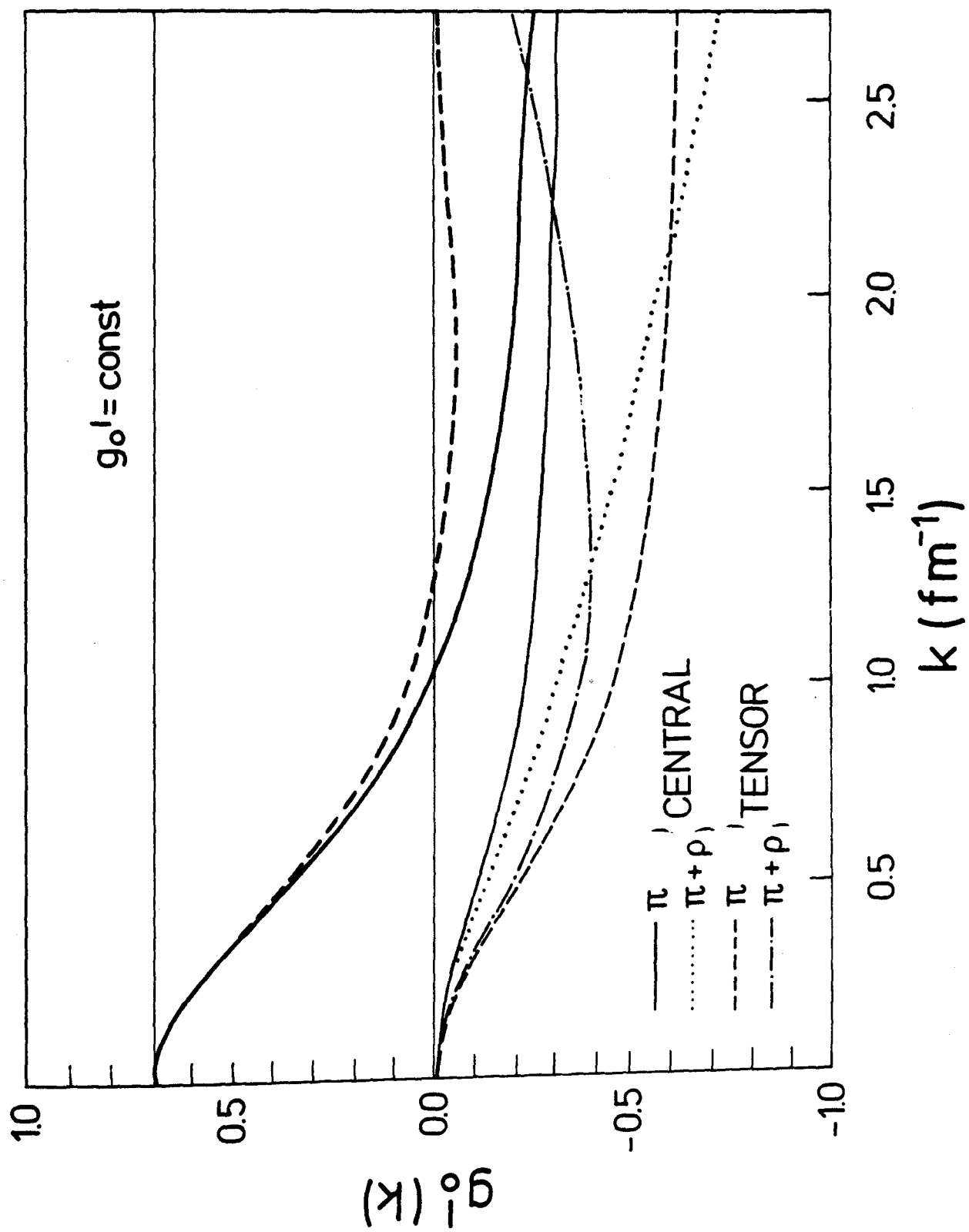


Fig. 1

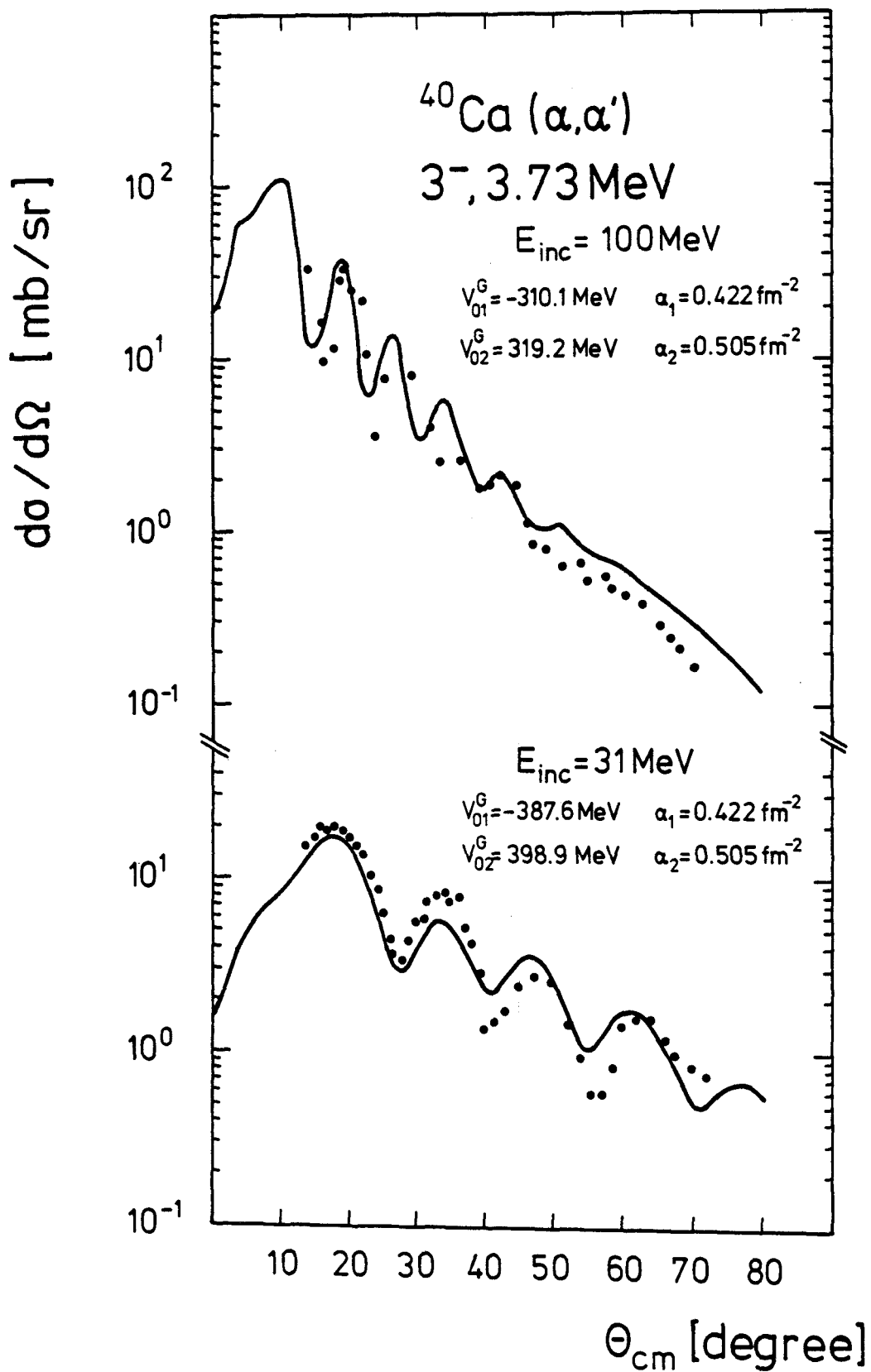


Fig. 2

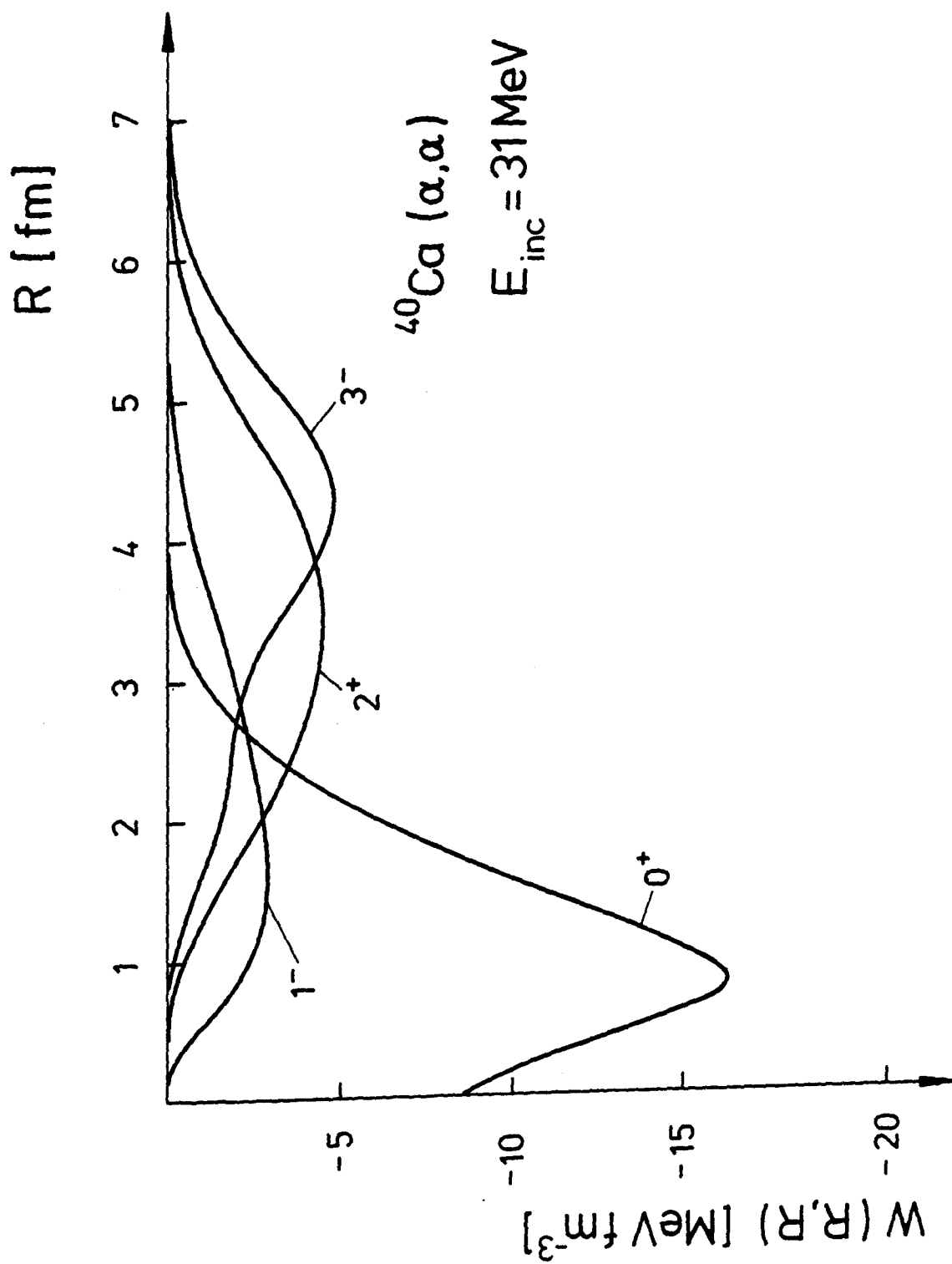


Fig. 3

# Nonlocal imaginary optical Potential

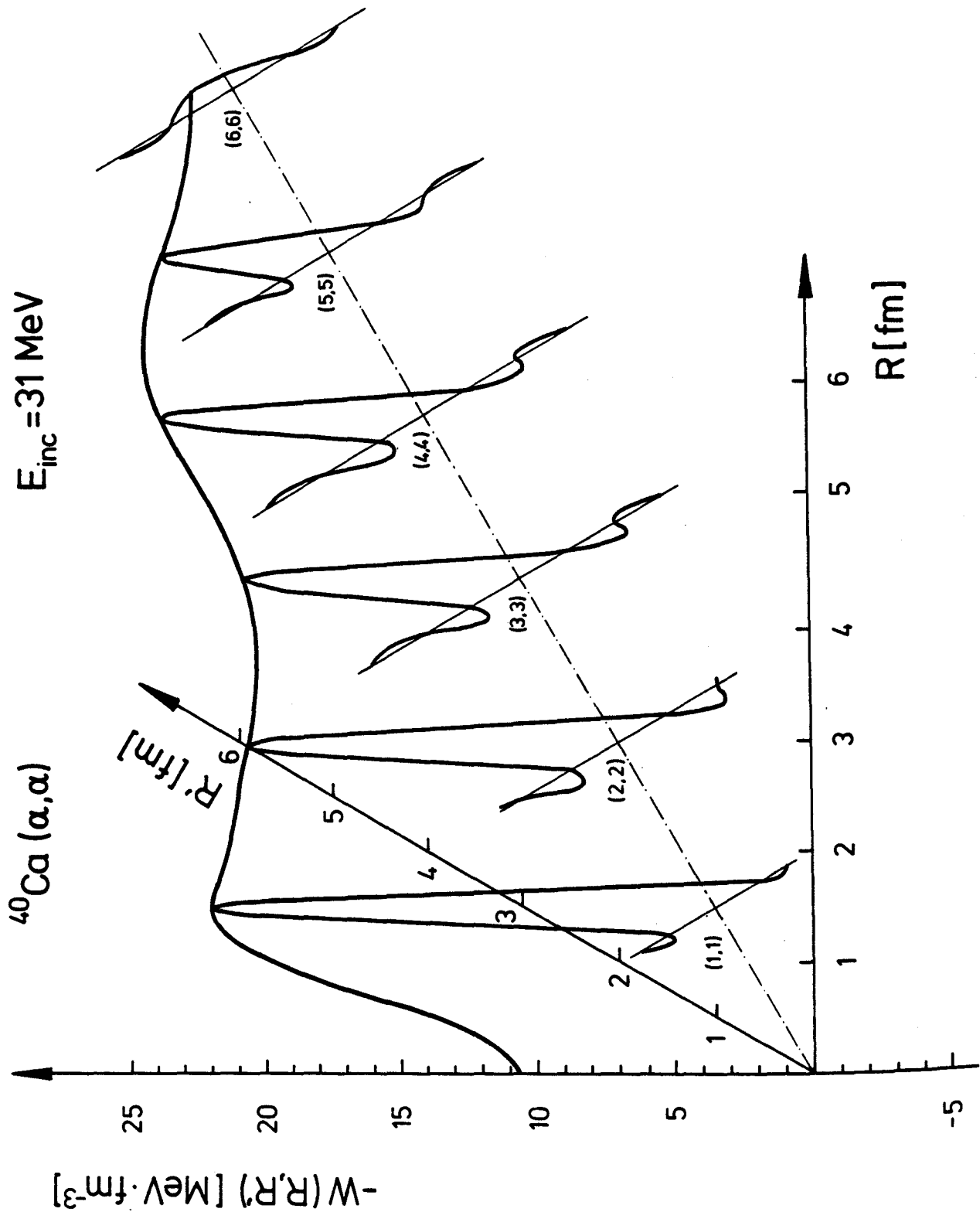


Fig. 4

Nonlocal imaginary optical Potential  
 $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$   $E_{\text{inc}} = 100 \text{ MeV}$

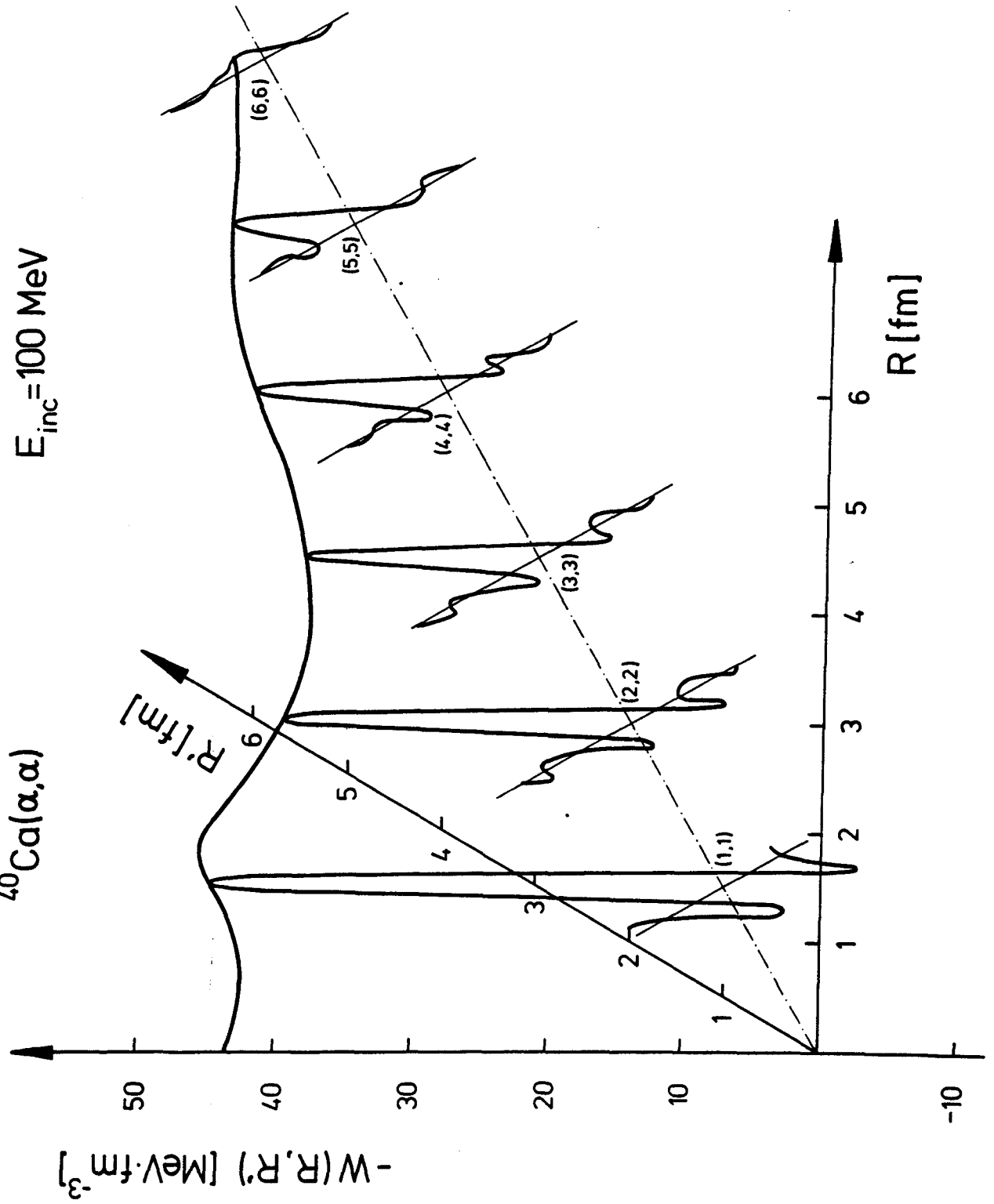


Fig. 5

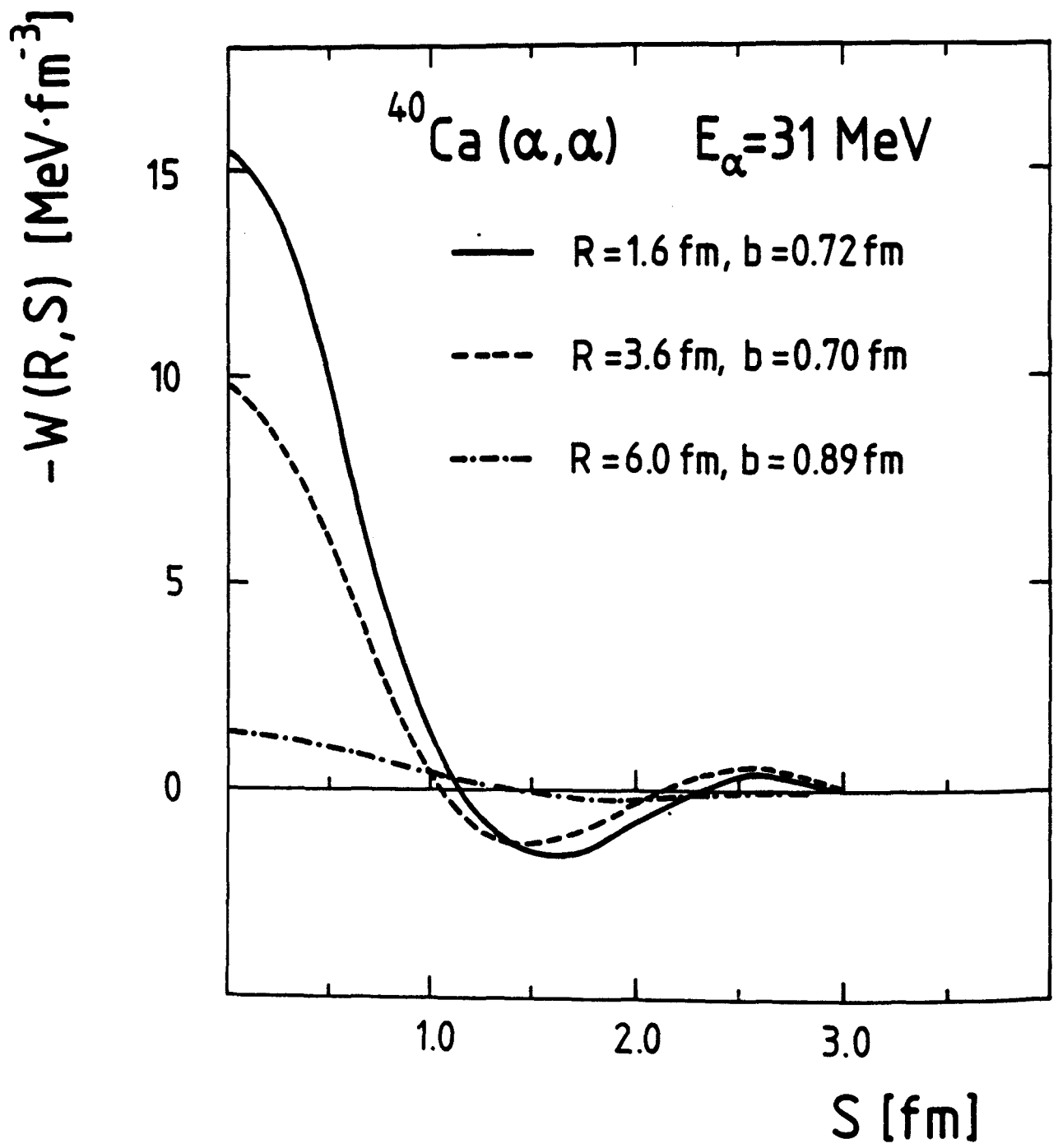


Fig. 6



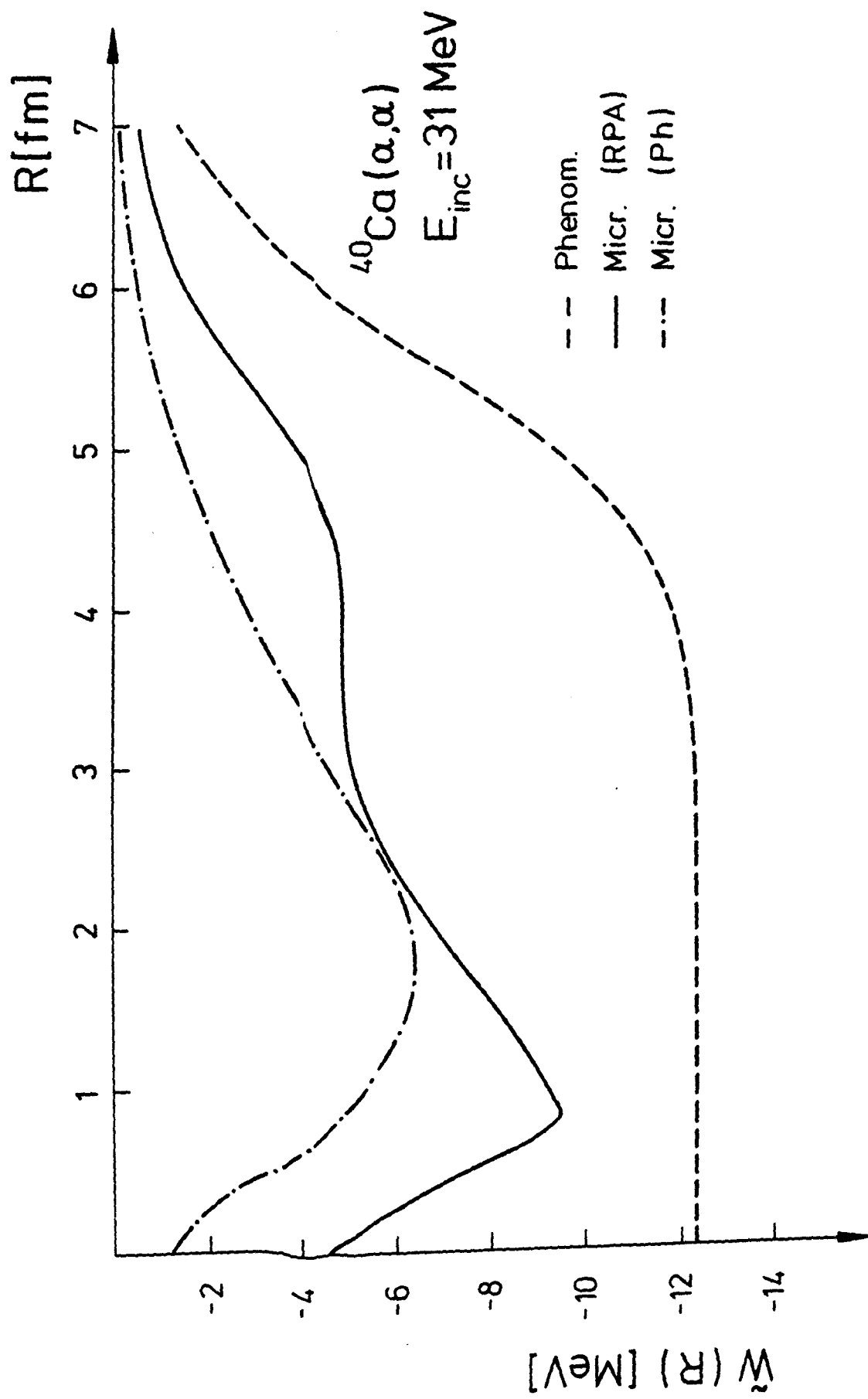


Fig. 7

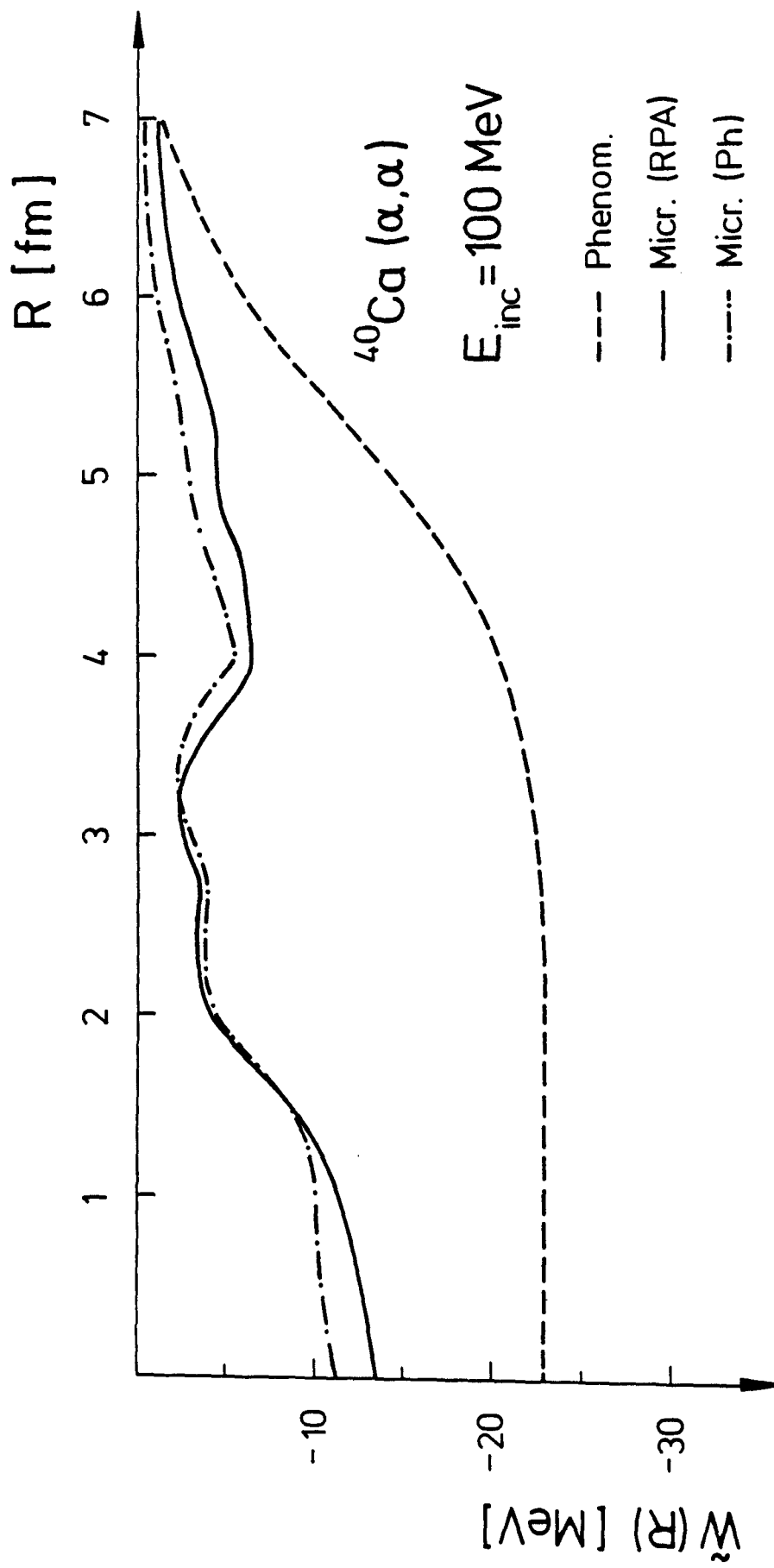


Fig. 8

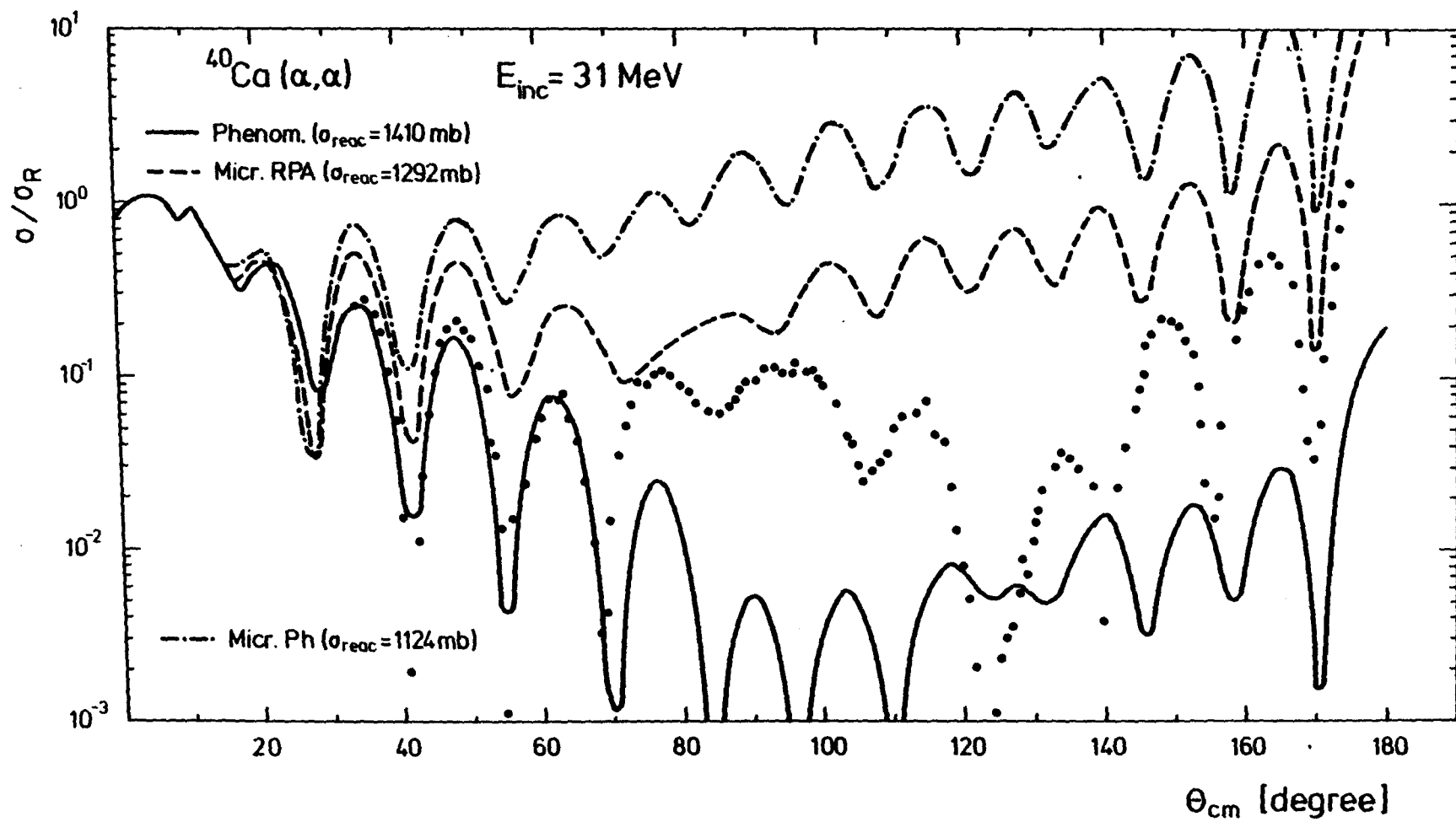


Fig. 9

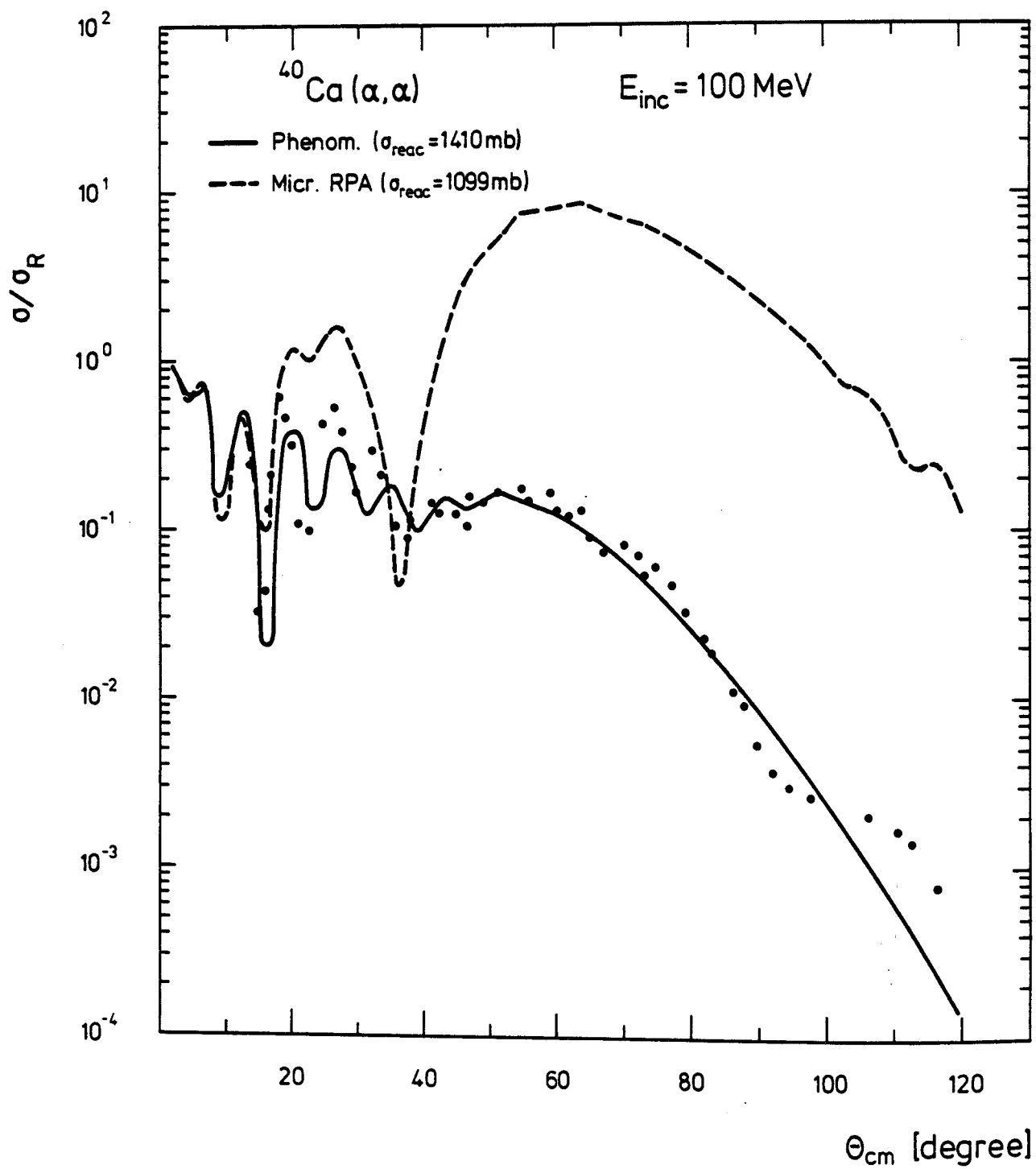


Fig. 10

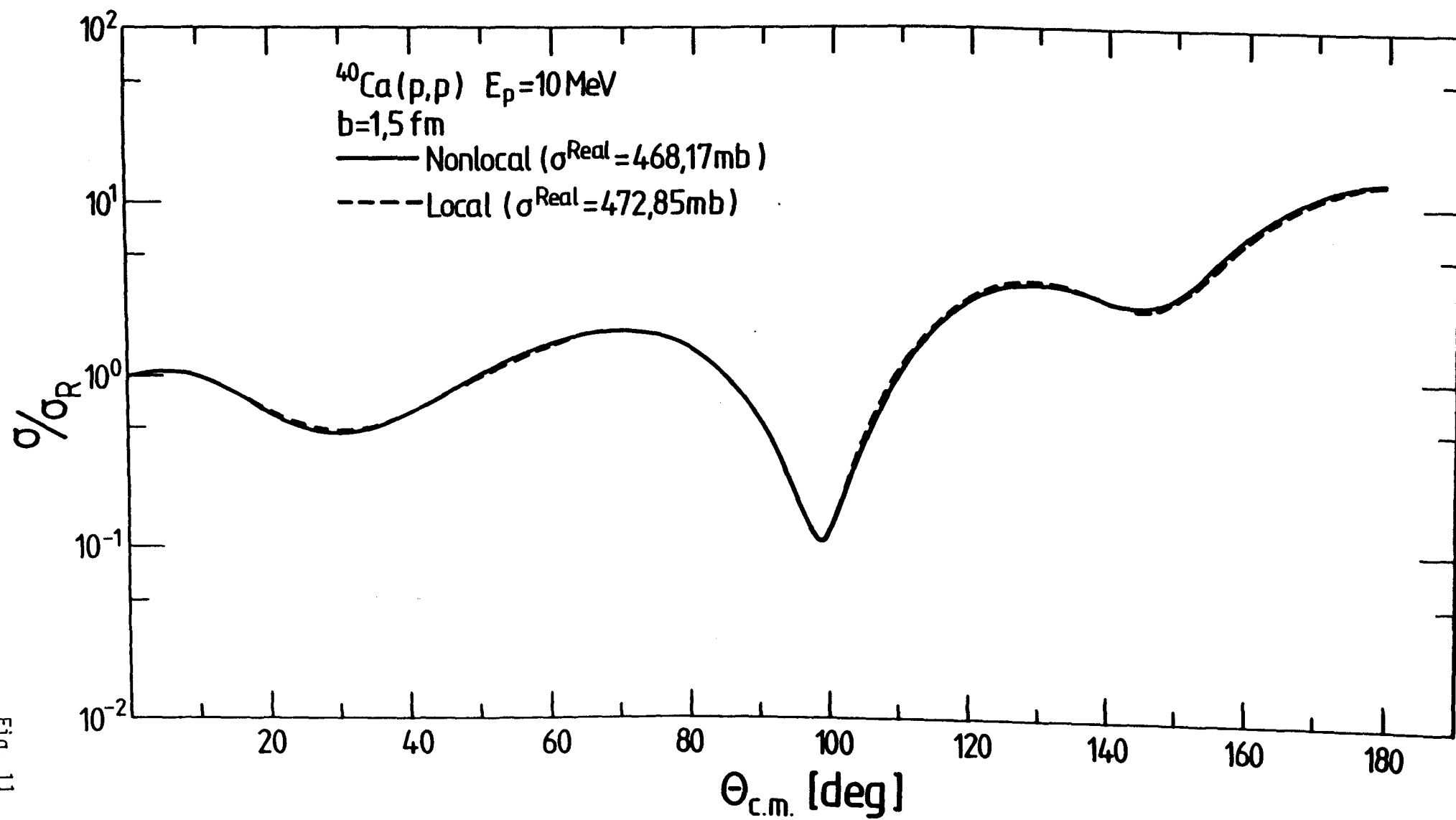


Fig. 11

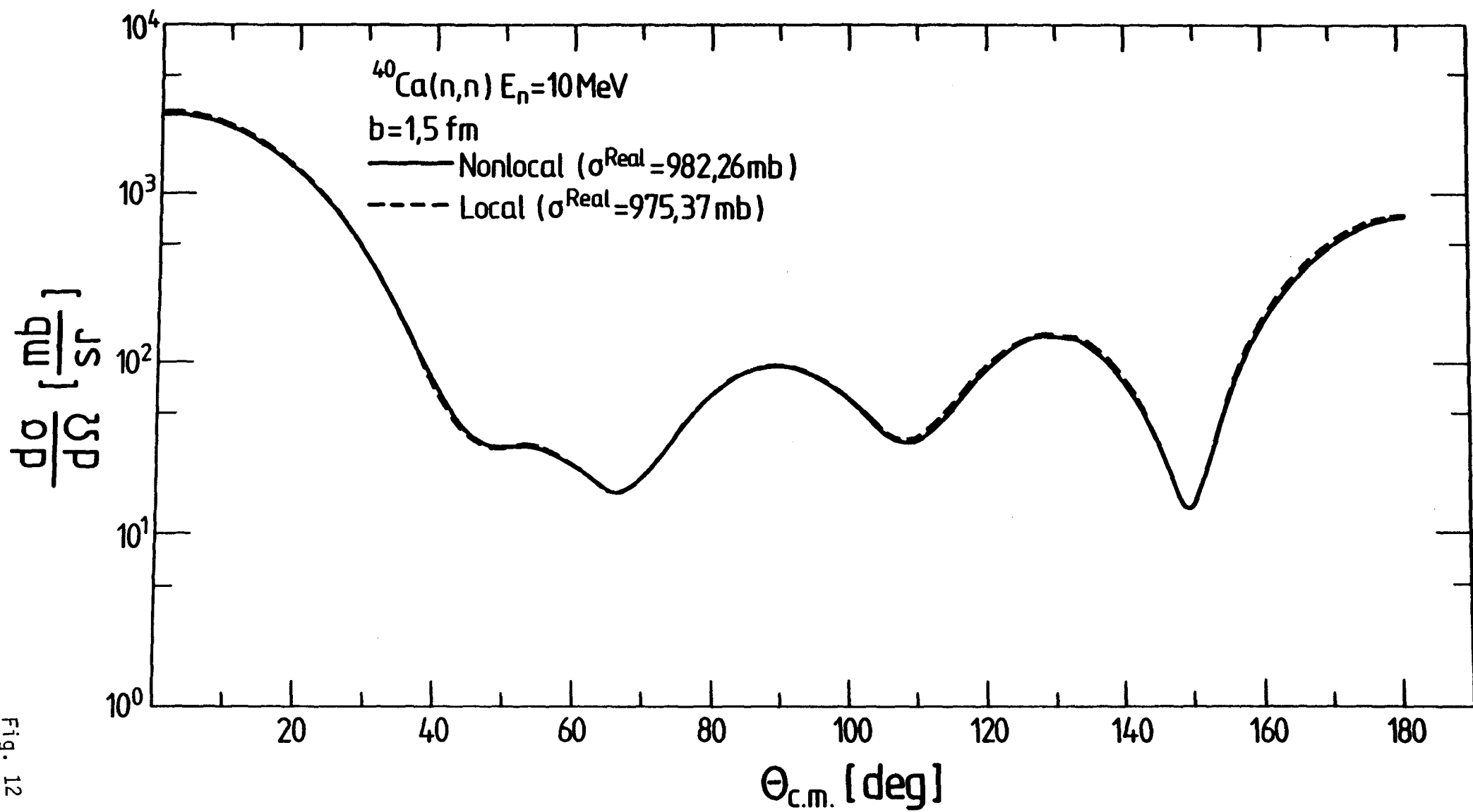


Fig. 12

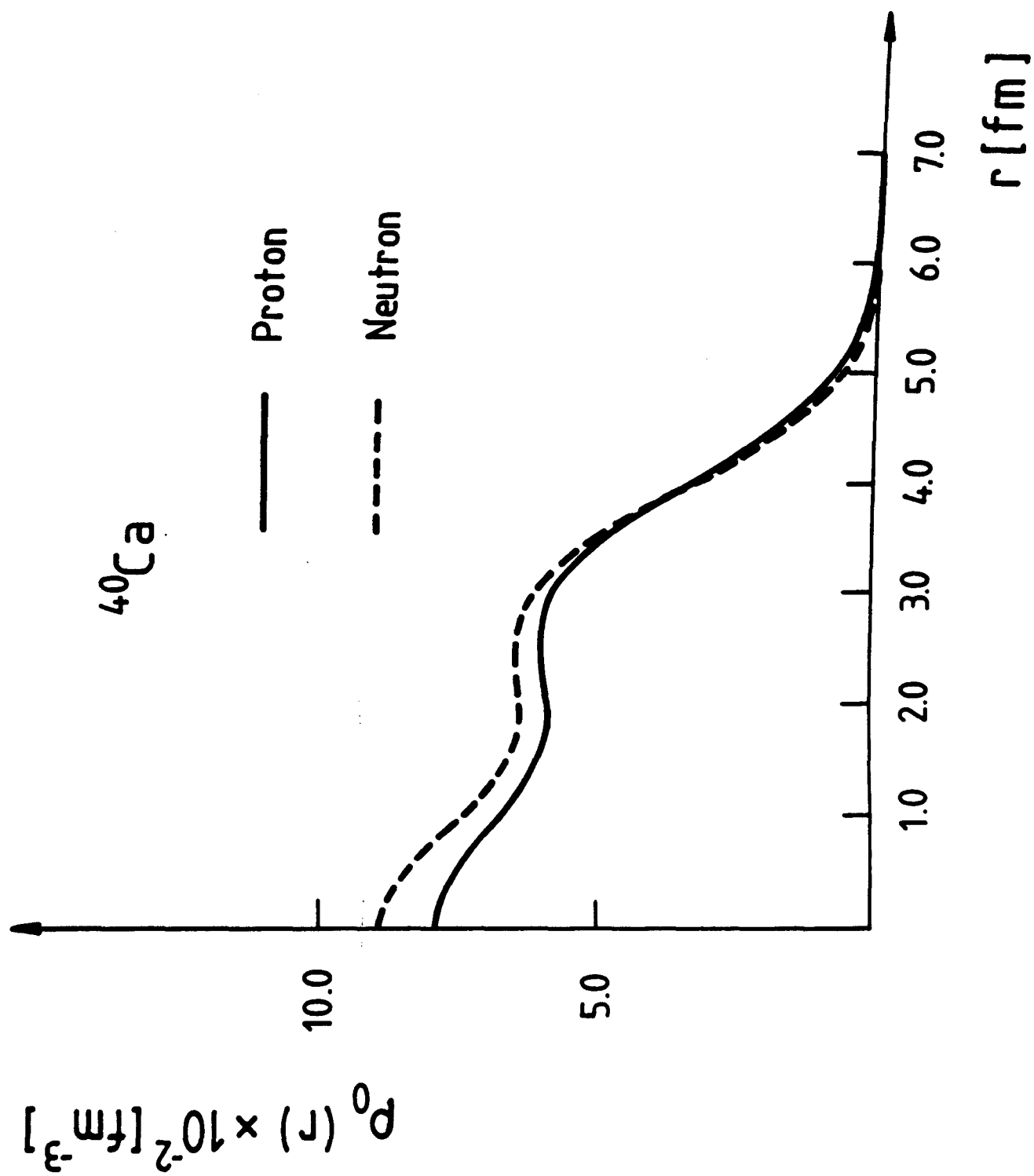


Fig. 13

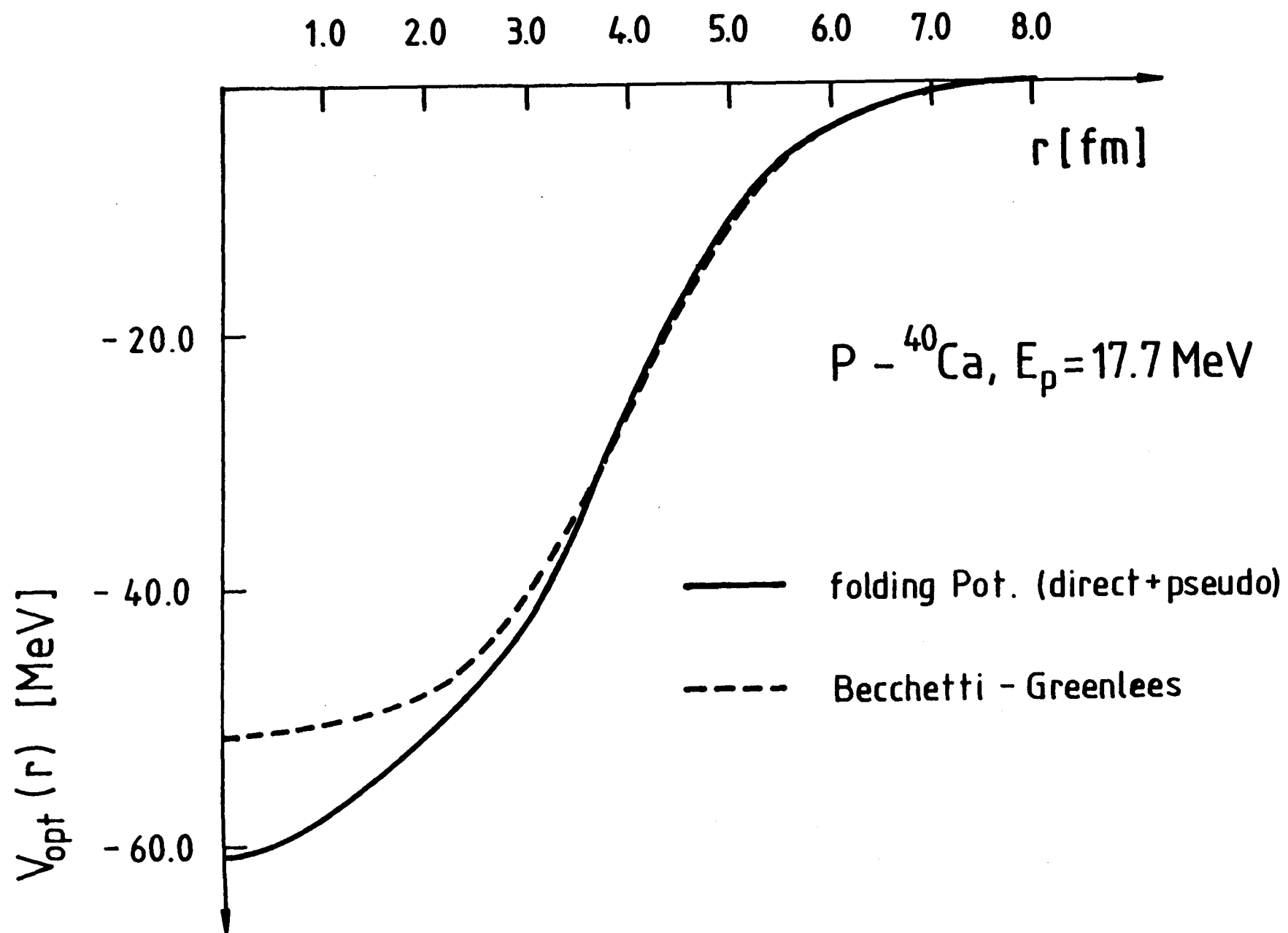


Fig. 14



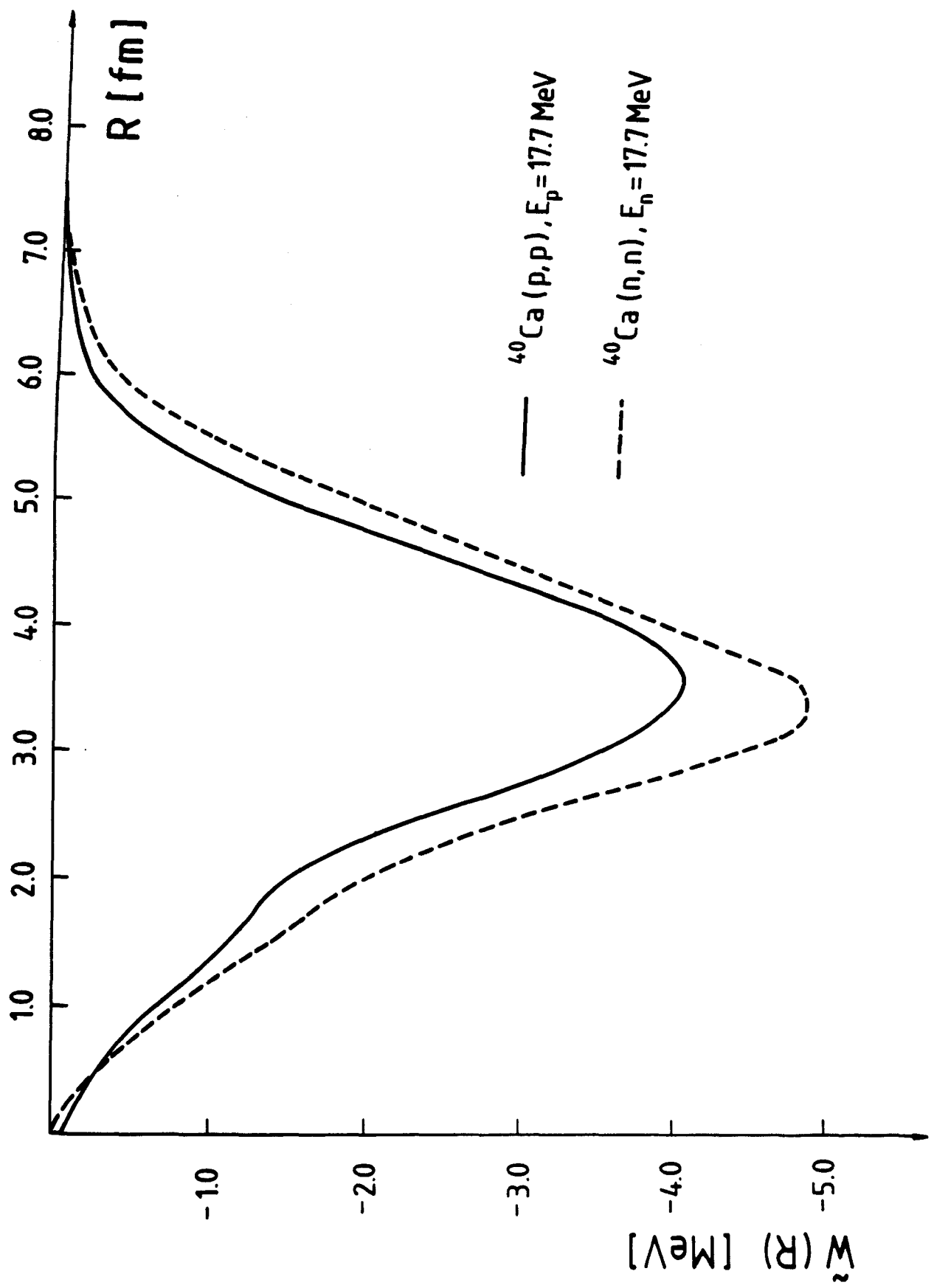


Fig. 15

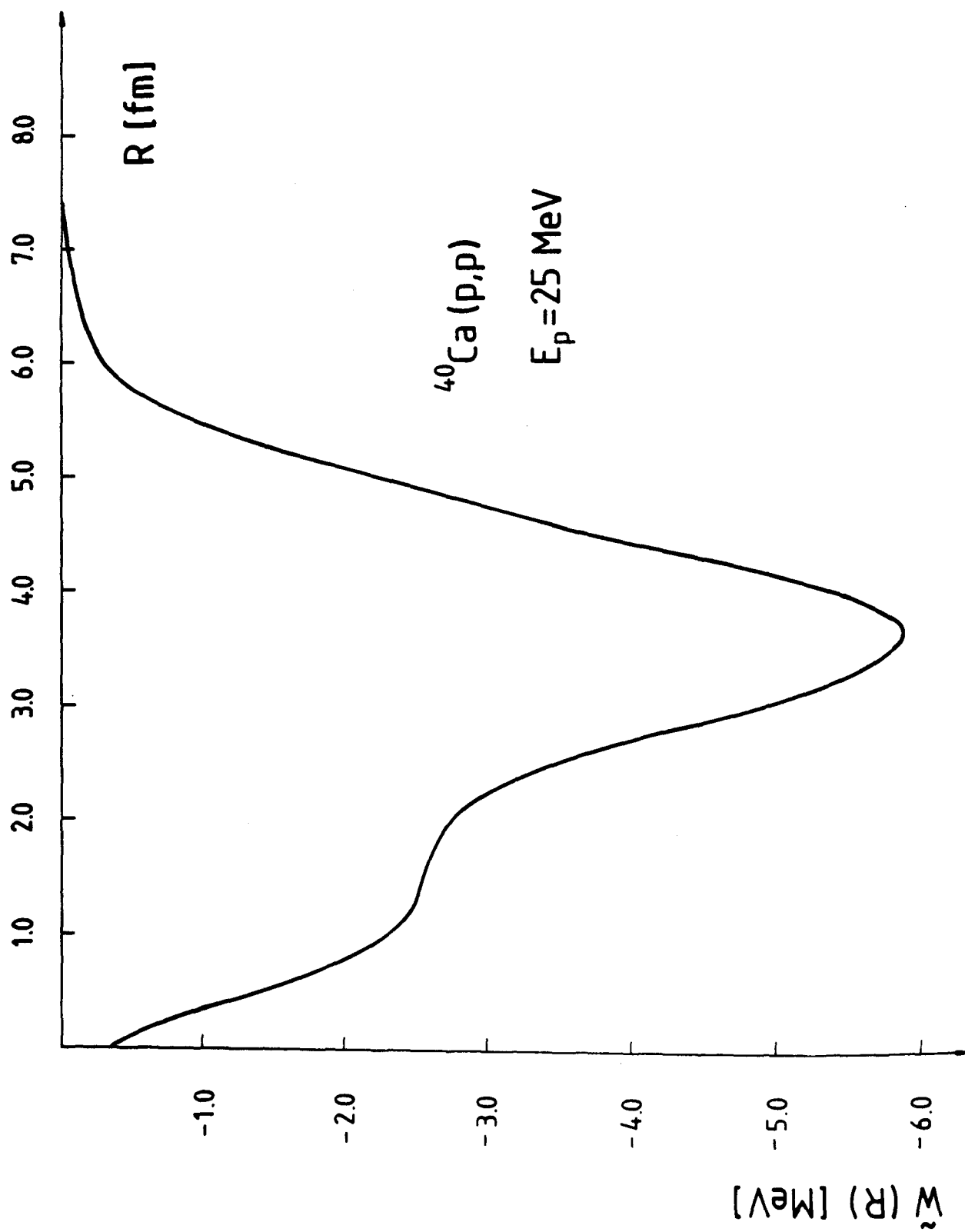


Fig. 16

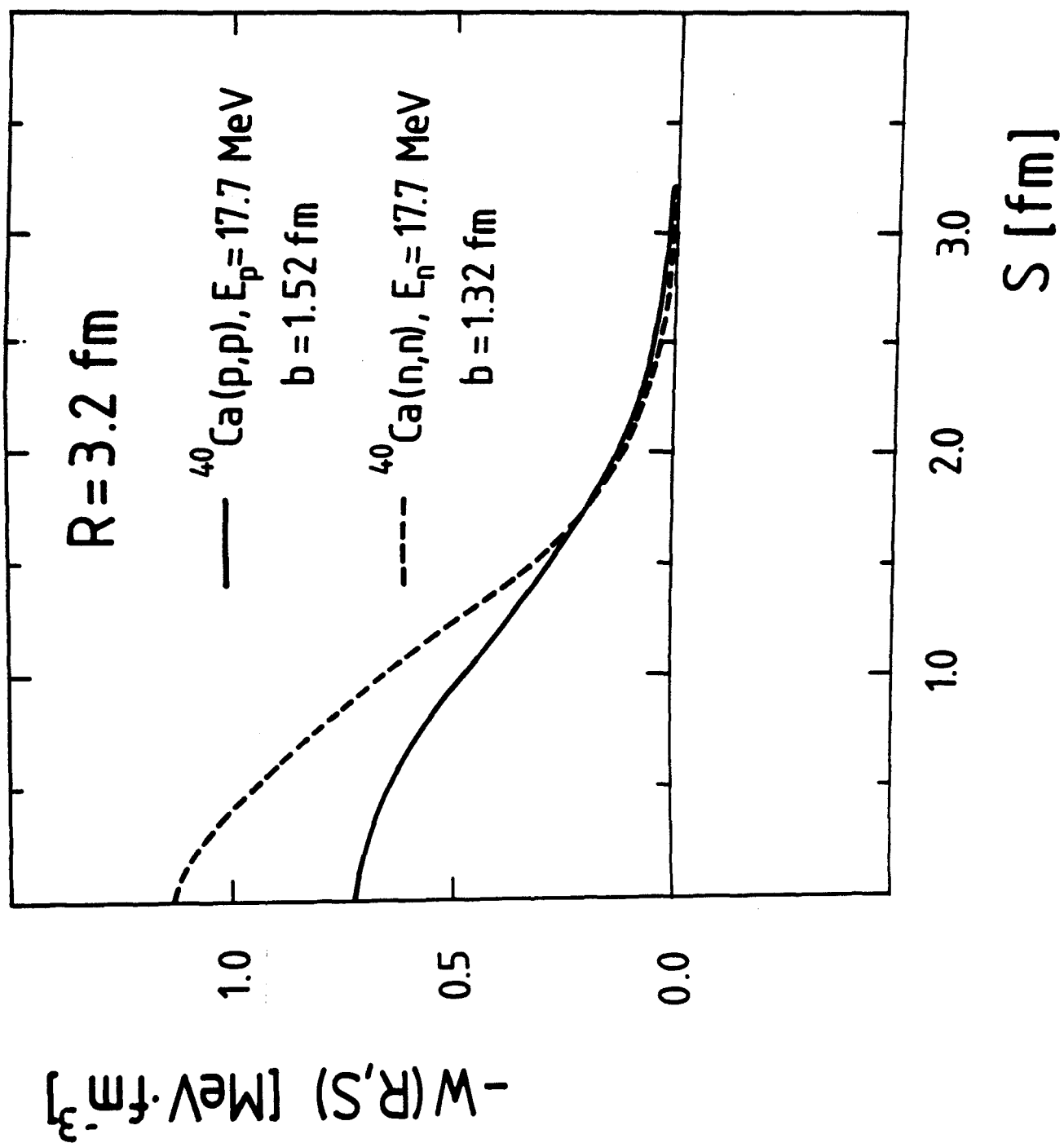


Fig. 17

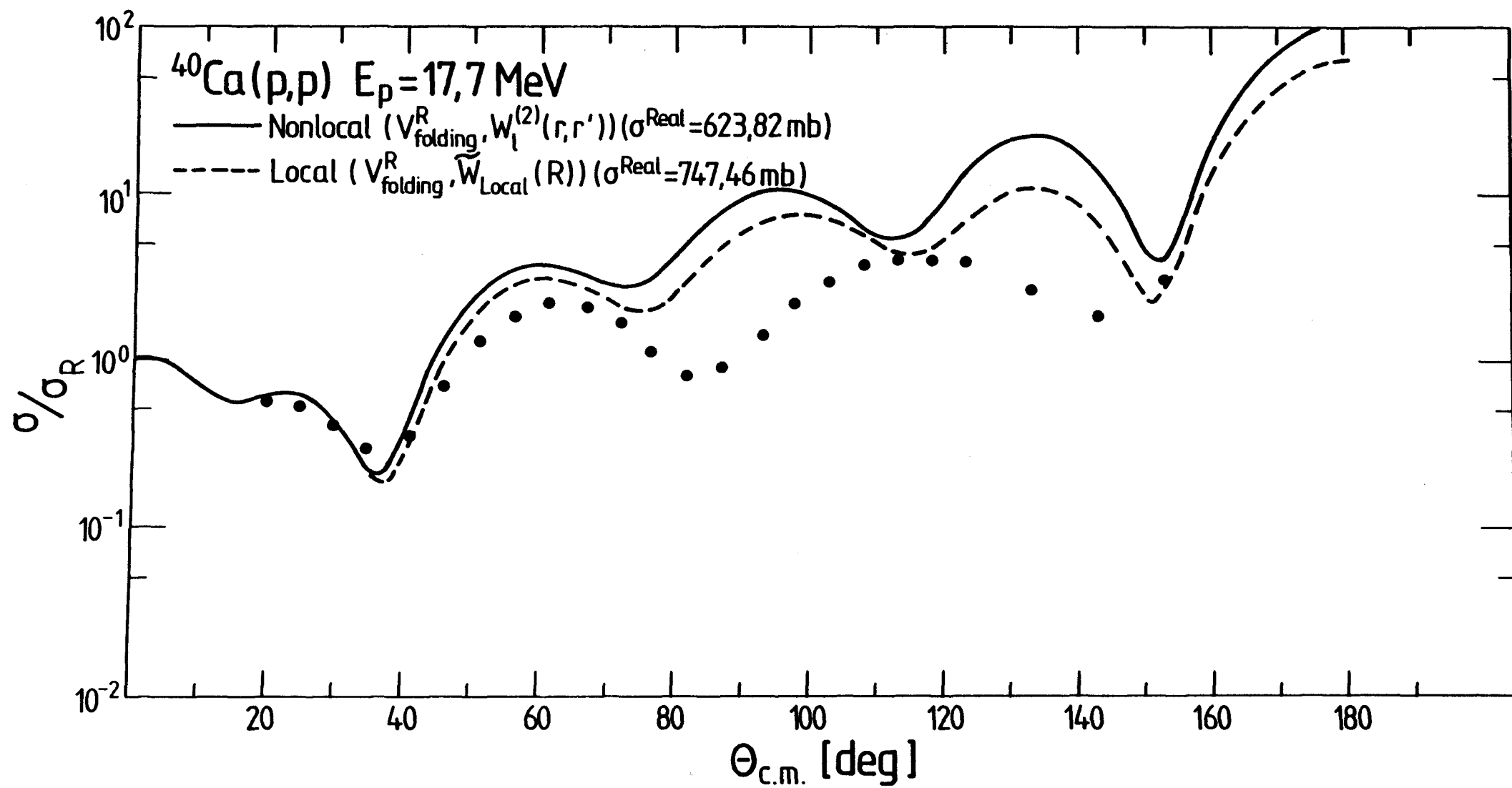


Fig. 18

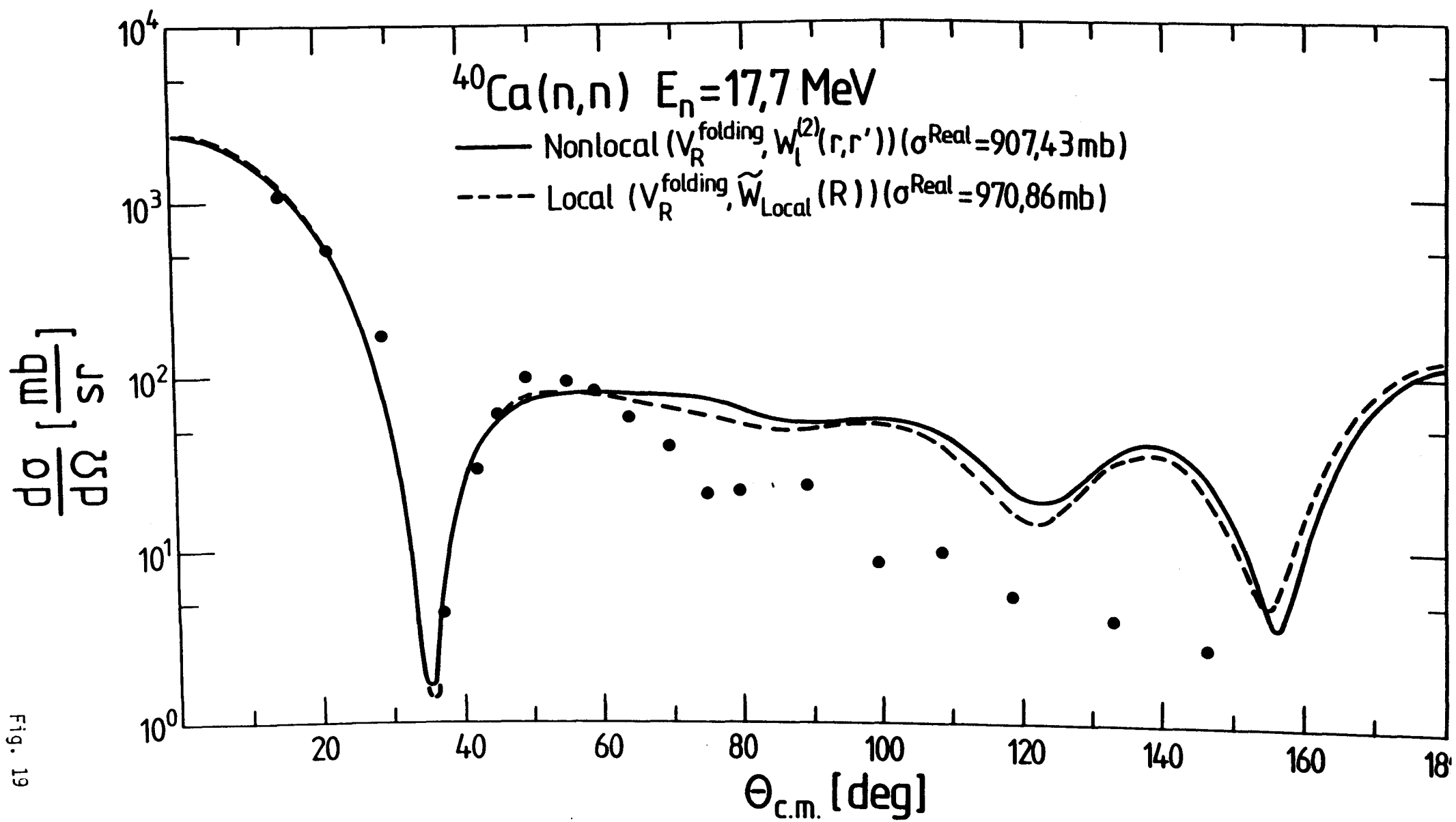


Fig. 19

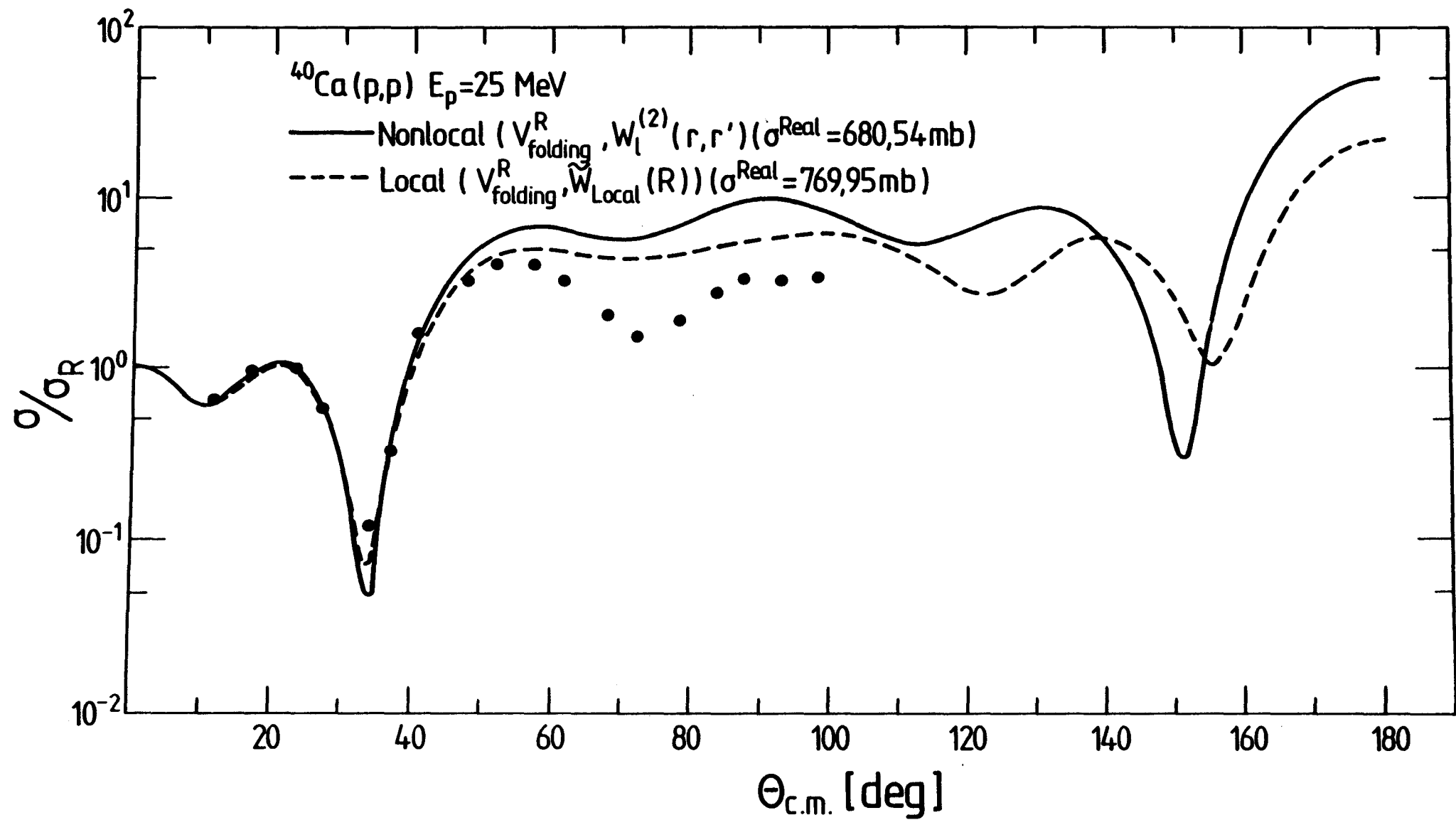
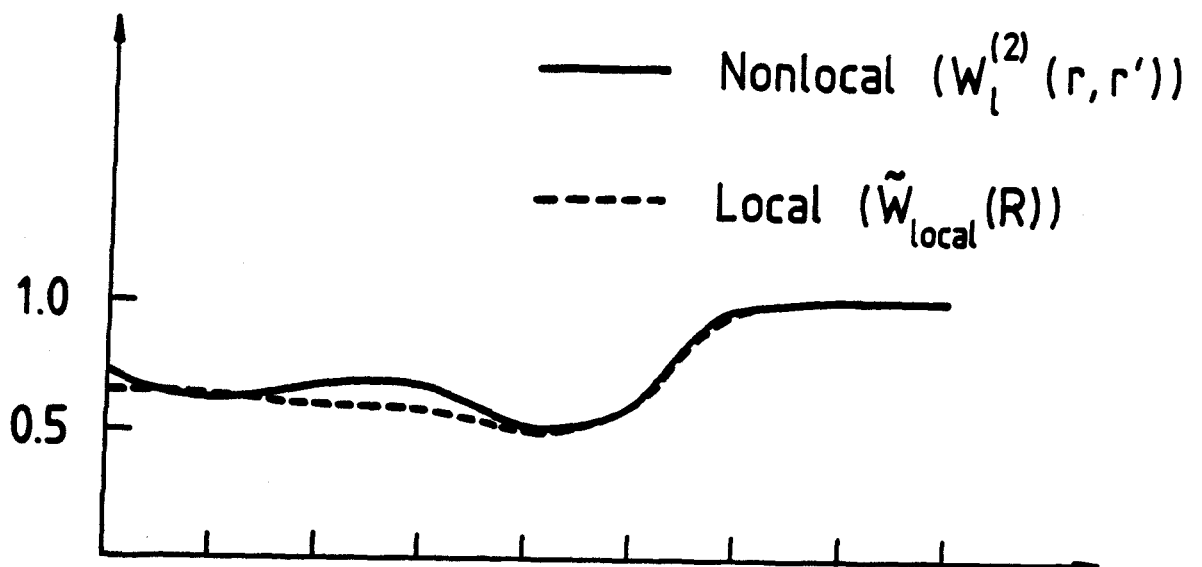
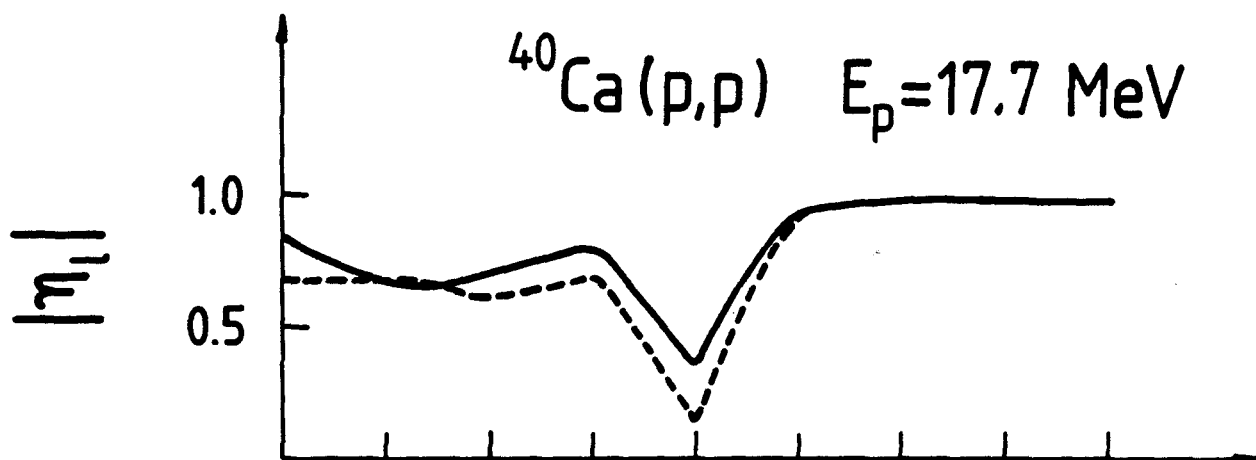


Fig. 20

$^{40}\text{Ca}(n,n) \quad E_n = 17.7 \text{ MeV}$



$^{40}\text{Ca}(p,p) \quad E_p = 17.7 \text{ MeV}$



$^{40}\text{Ca}(p,p) \quad E_p = 25 \text{ MeV}$

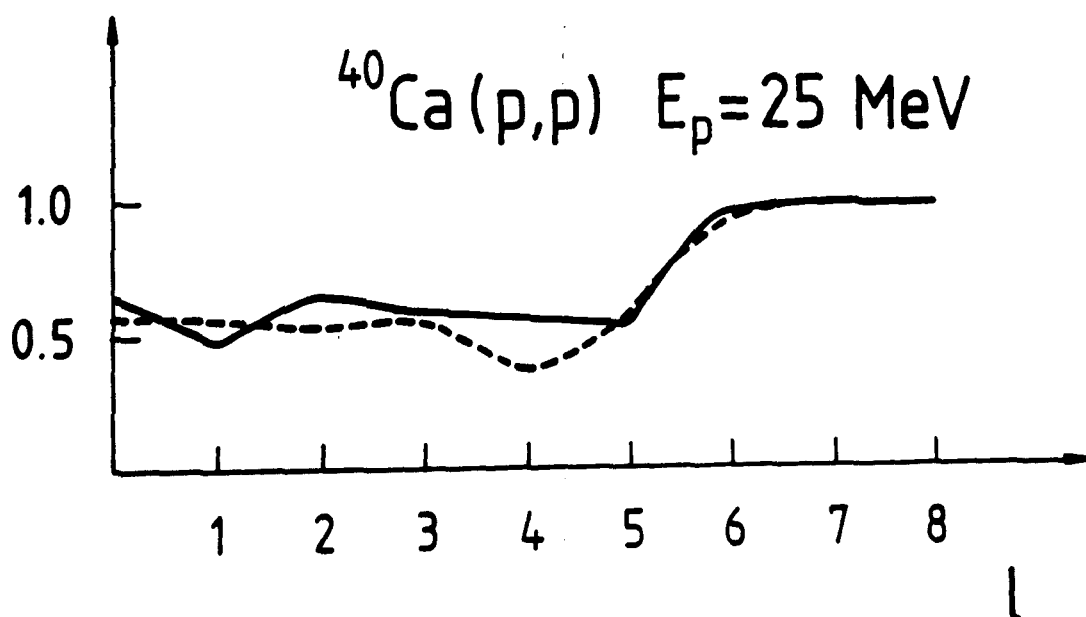
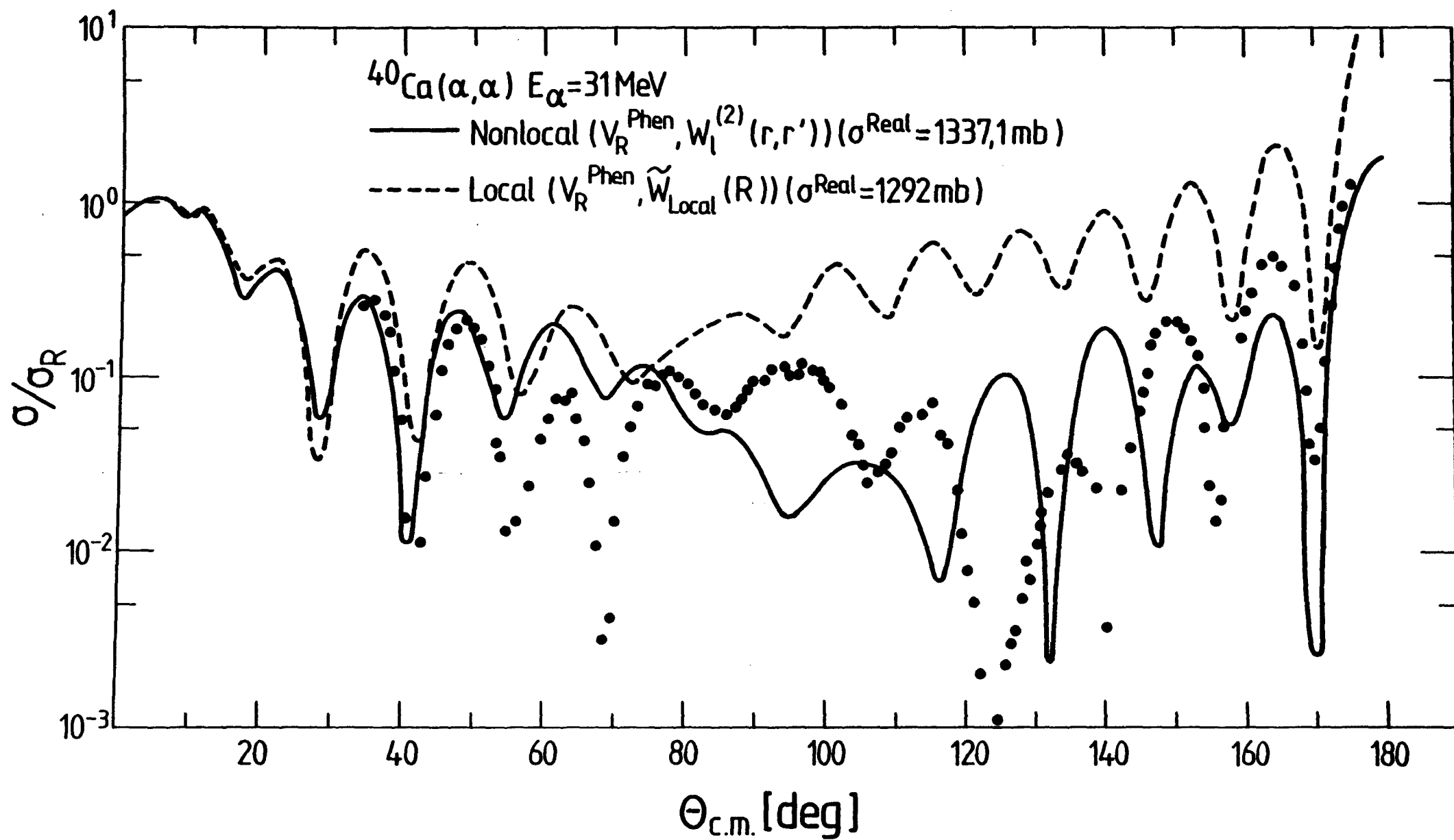


Fig. 21





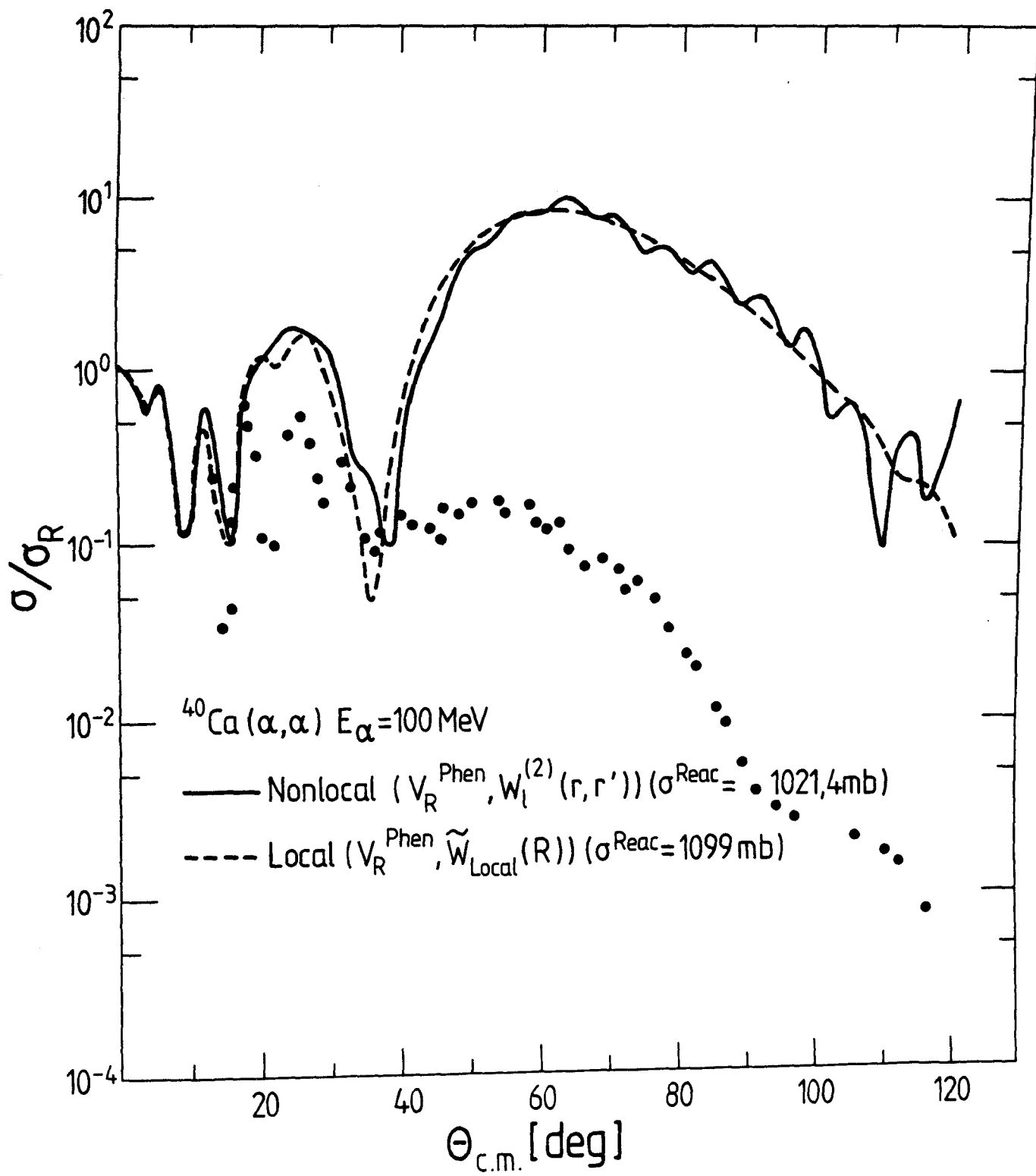


Fig. 23

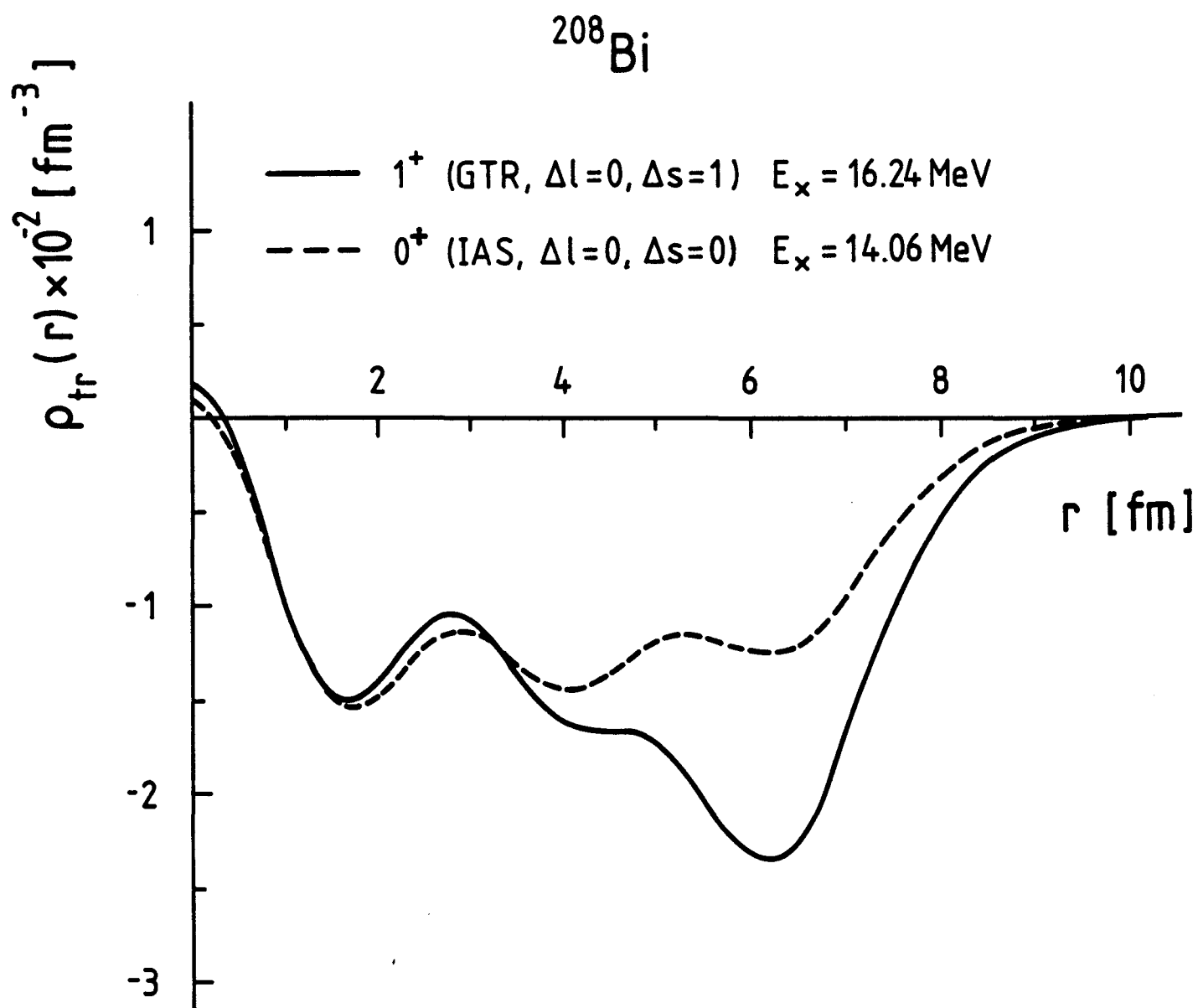


Fig. 24

$^{208}\text{Bi}$

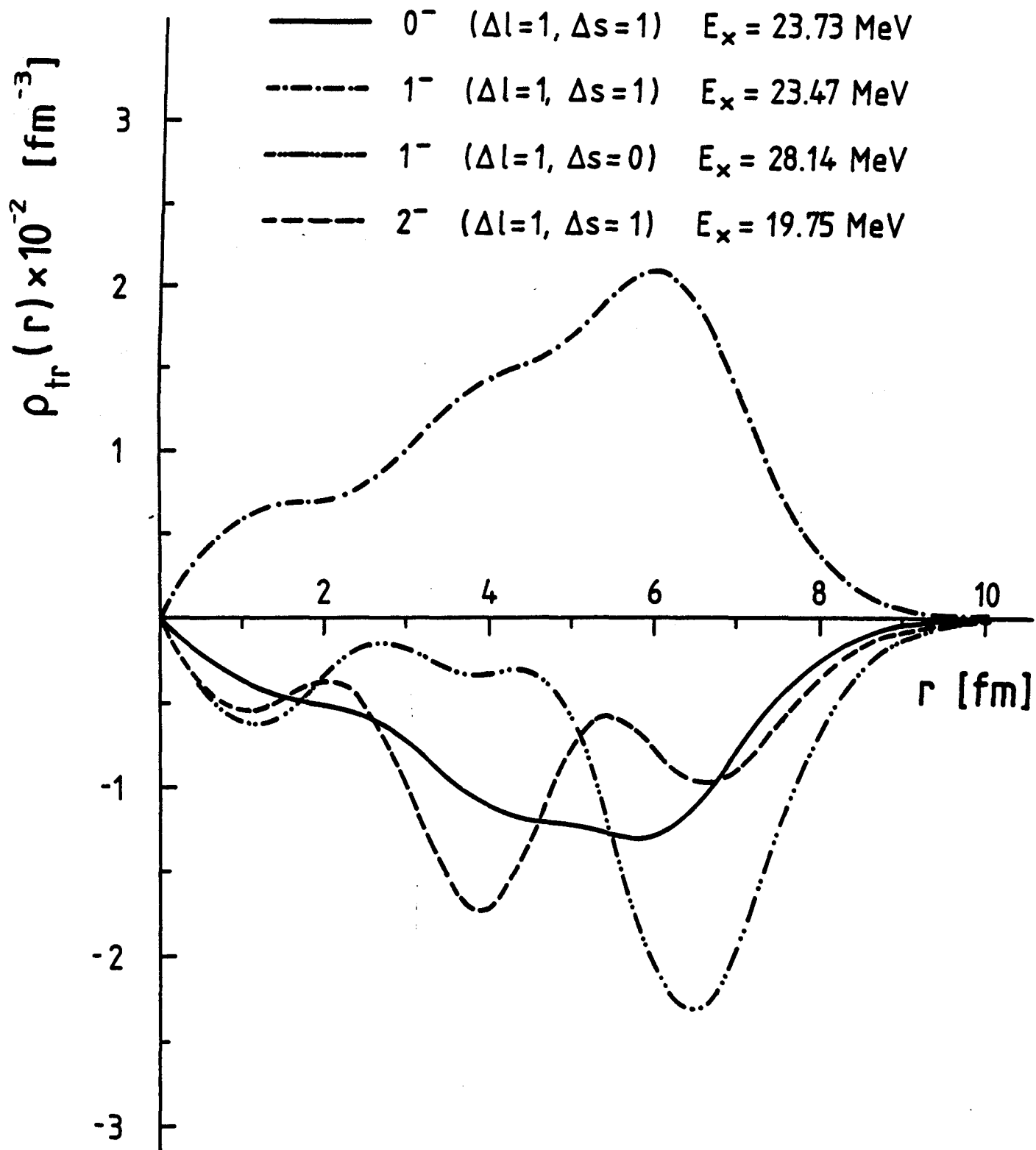


Fig. 25

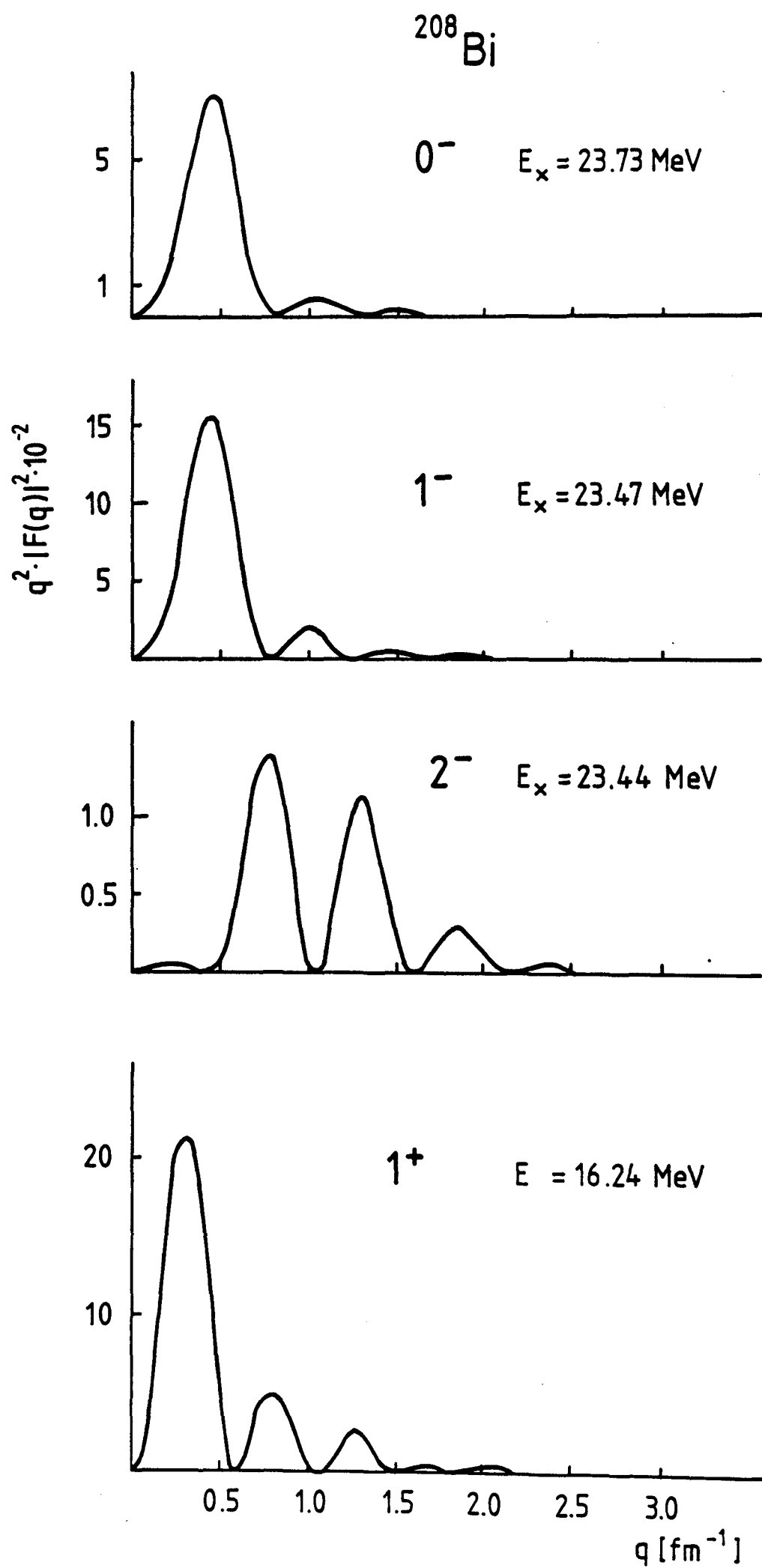


Fig. 26

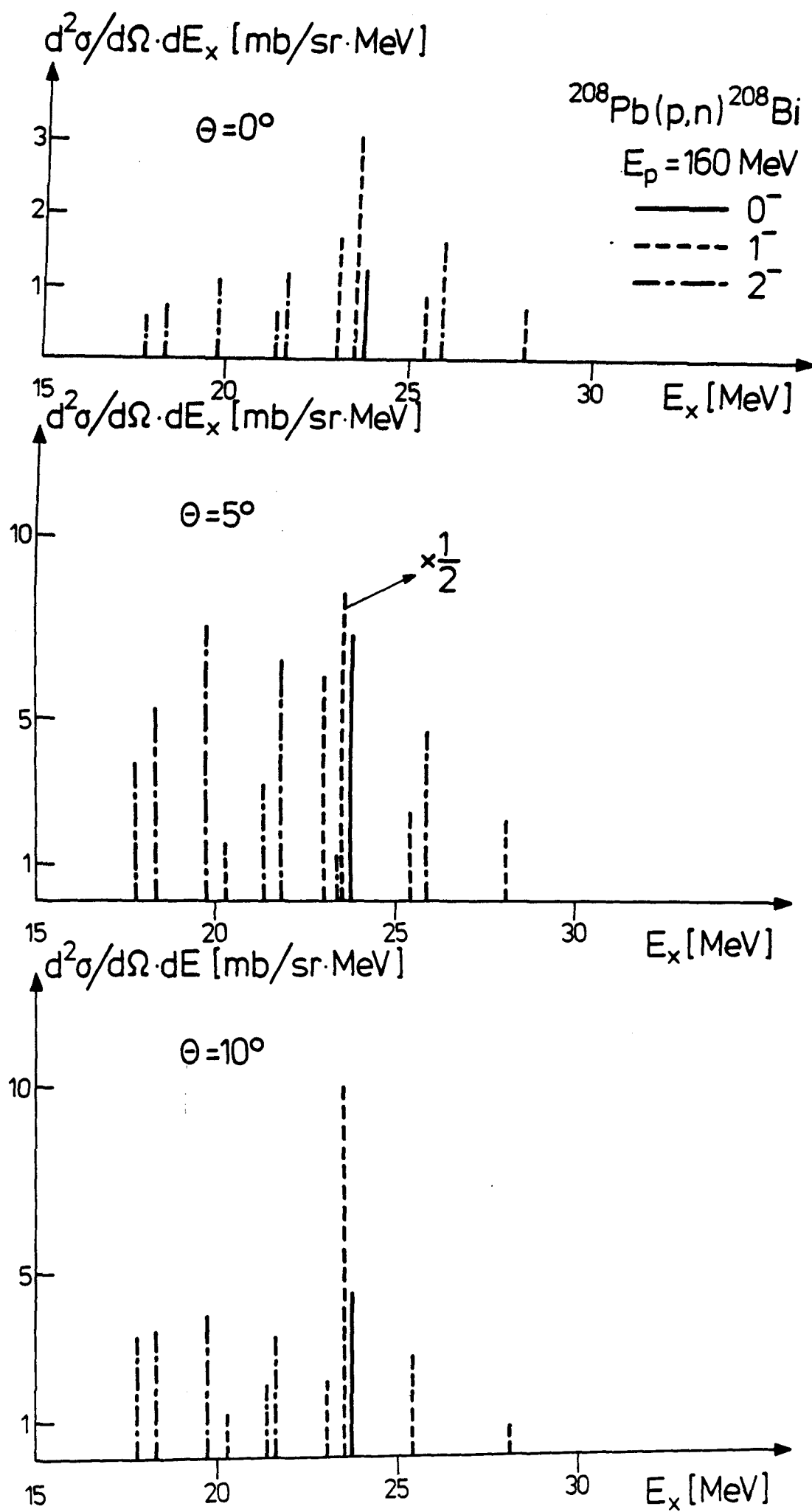


Fig. 27

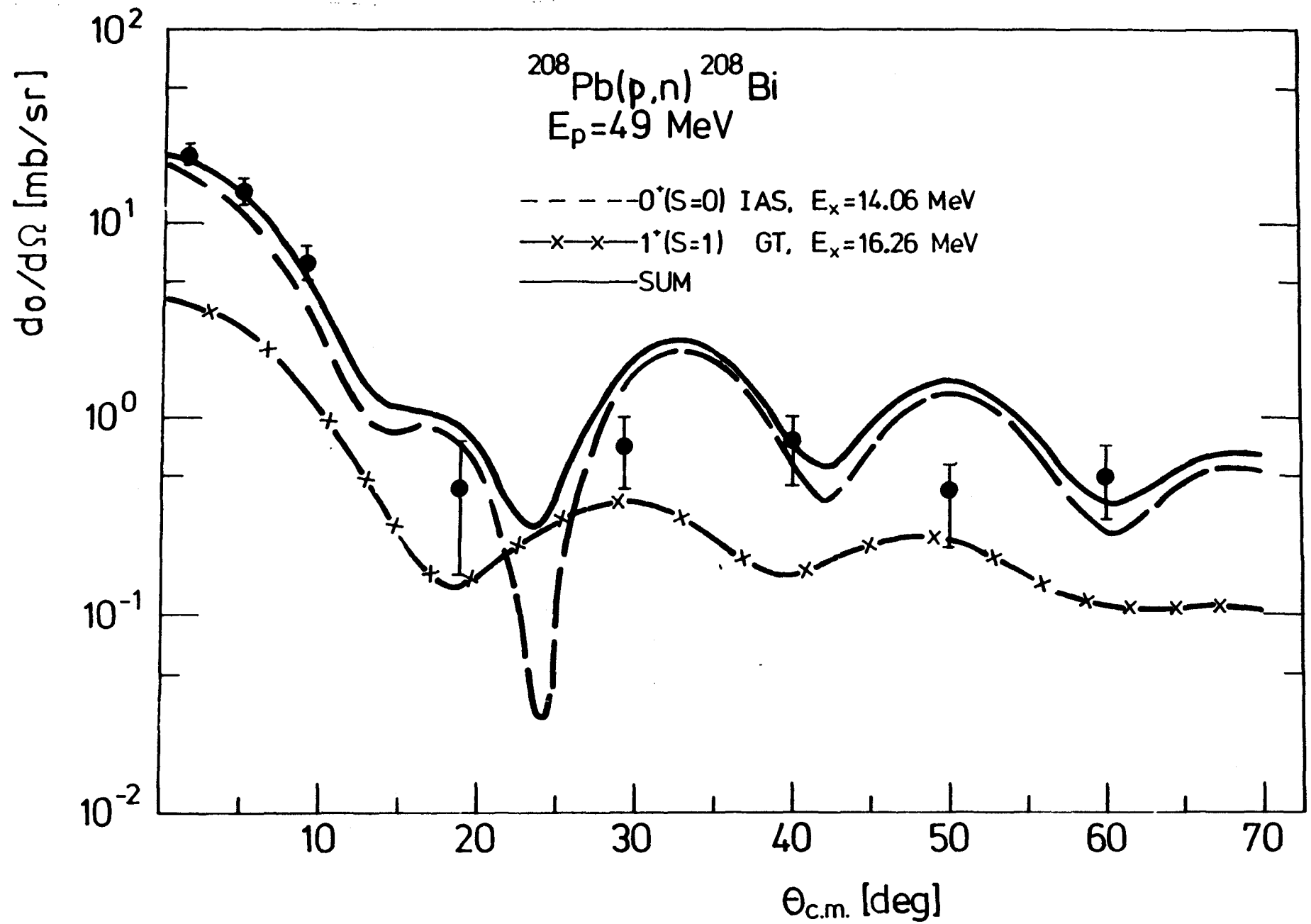


Fig. 28

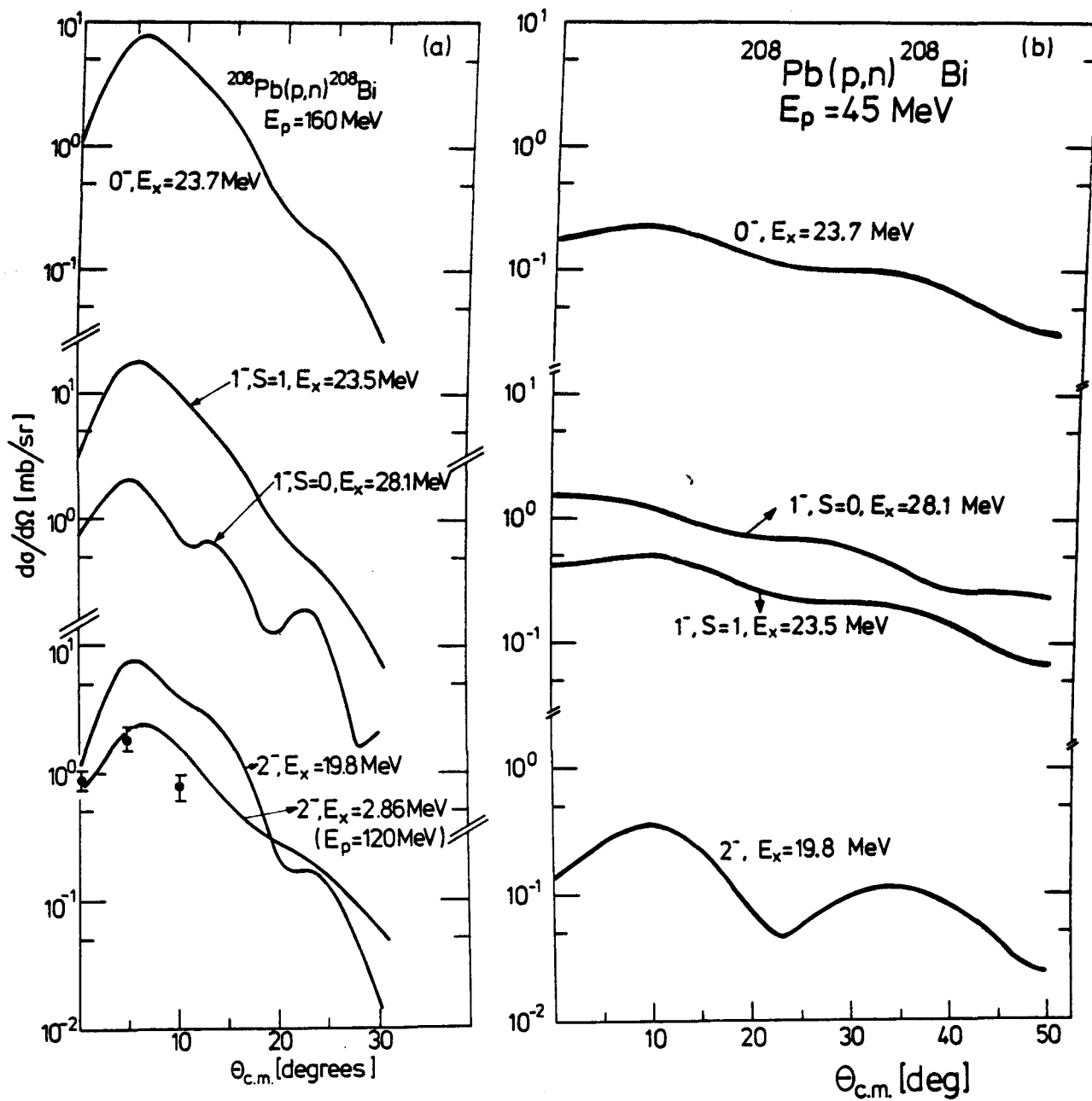


Fig. 29

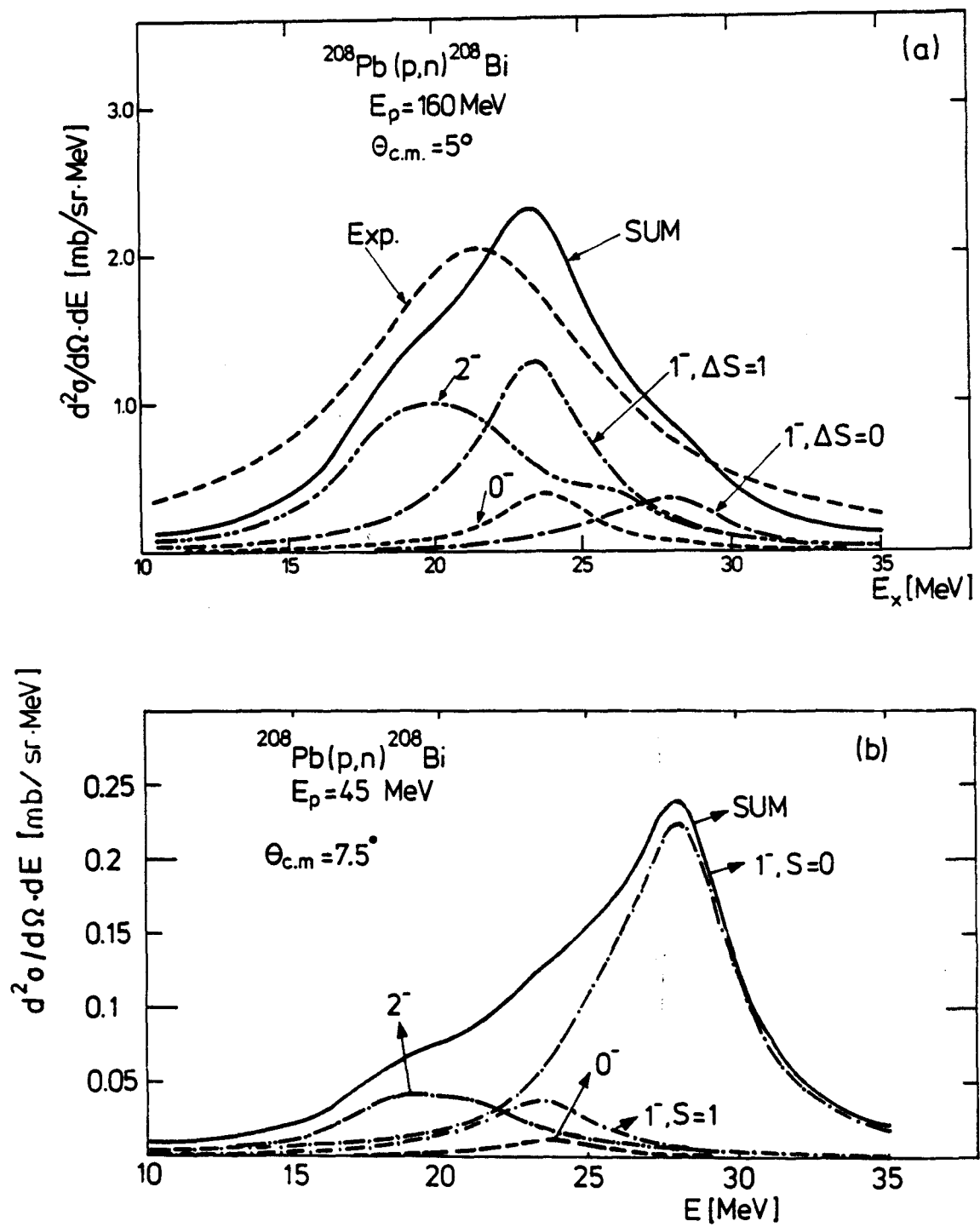


Fig. 30



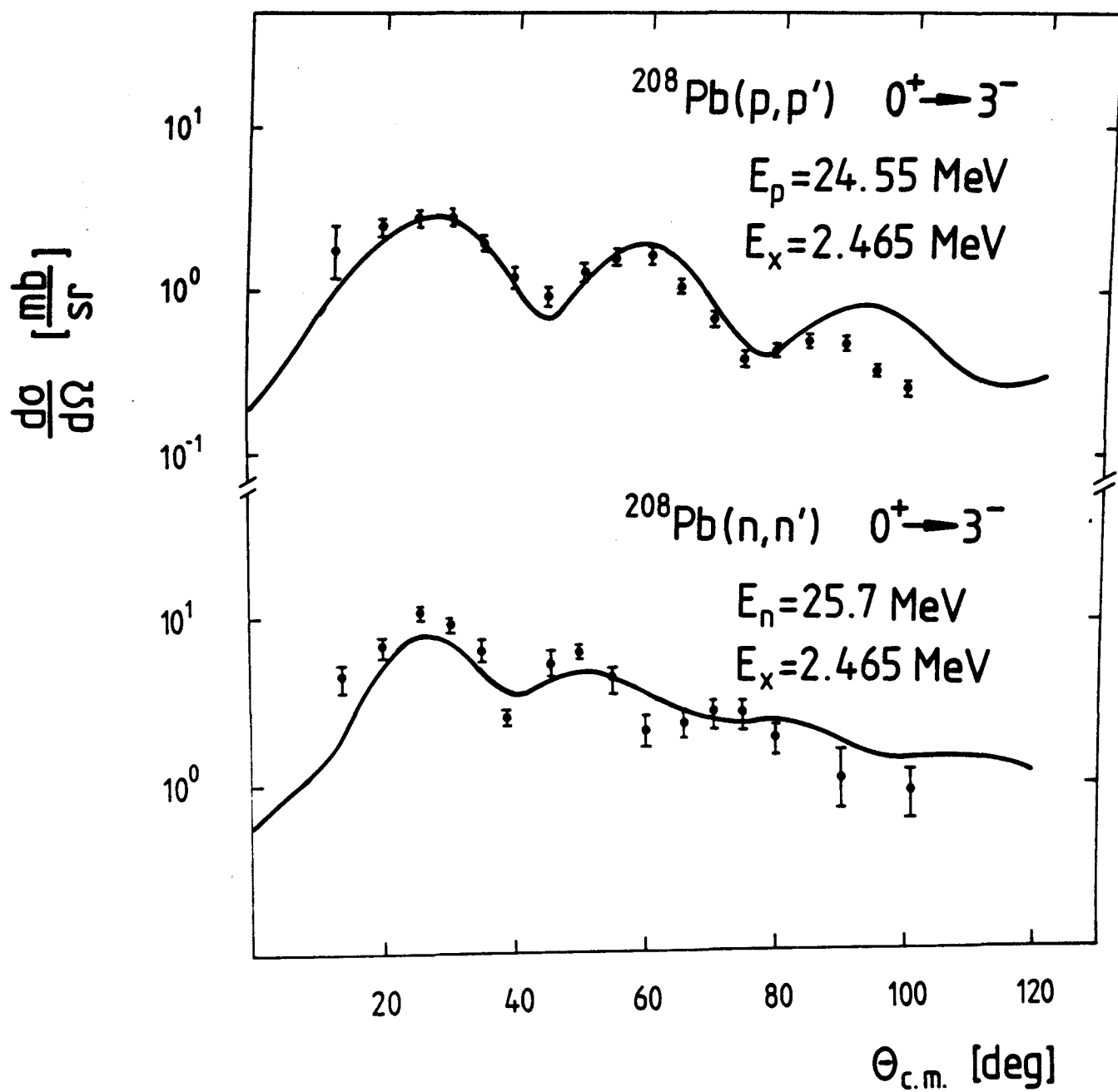


Fig. 31

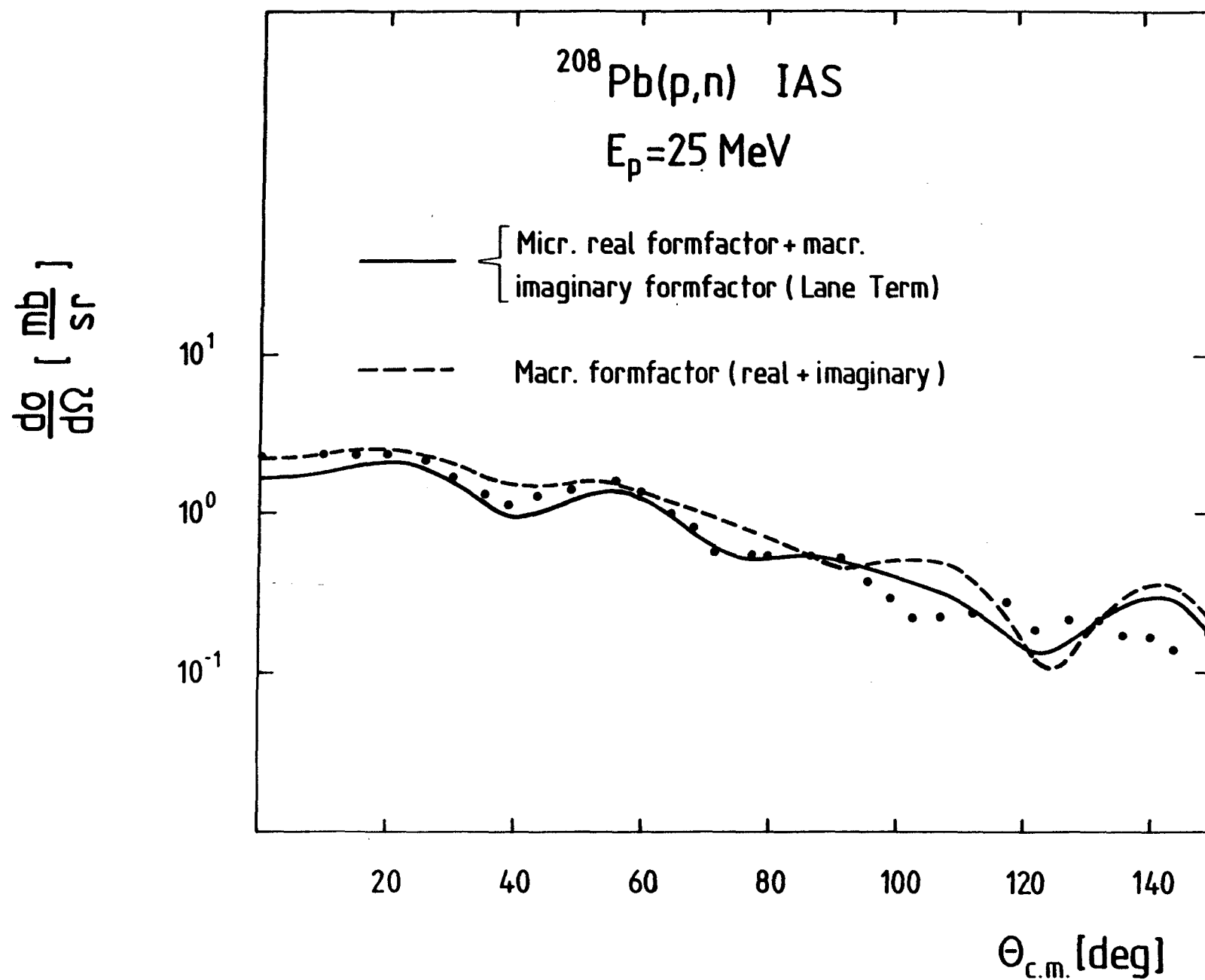


Fig. 32

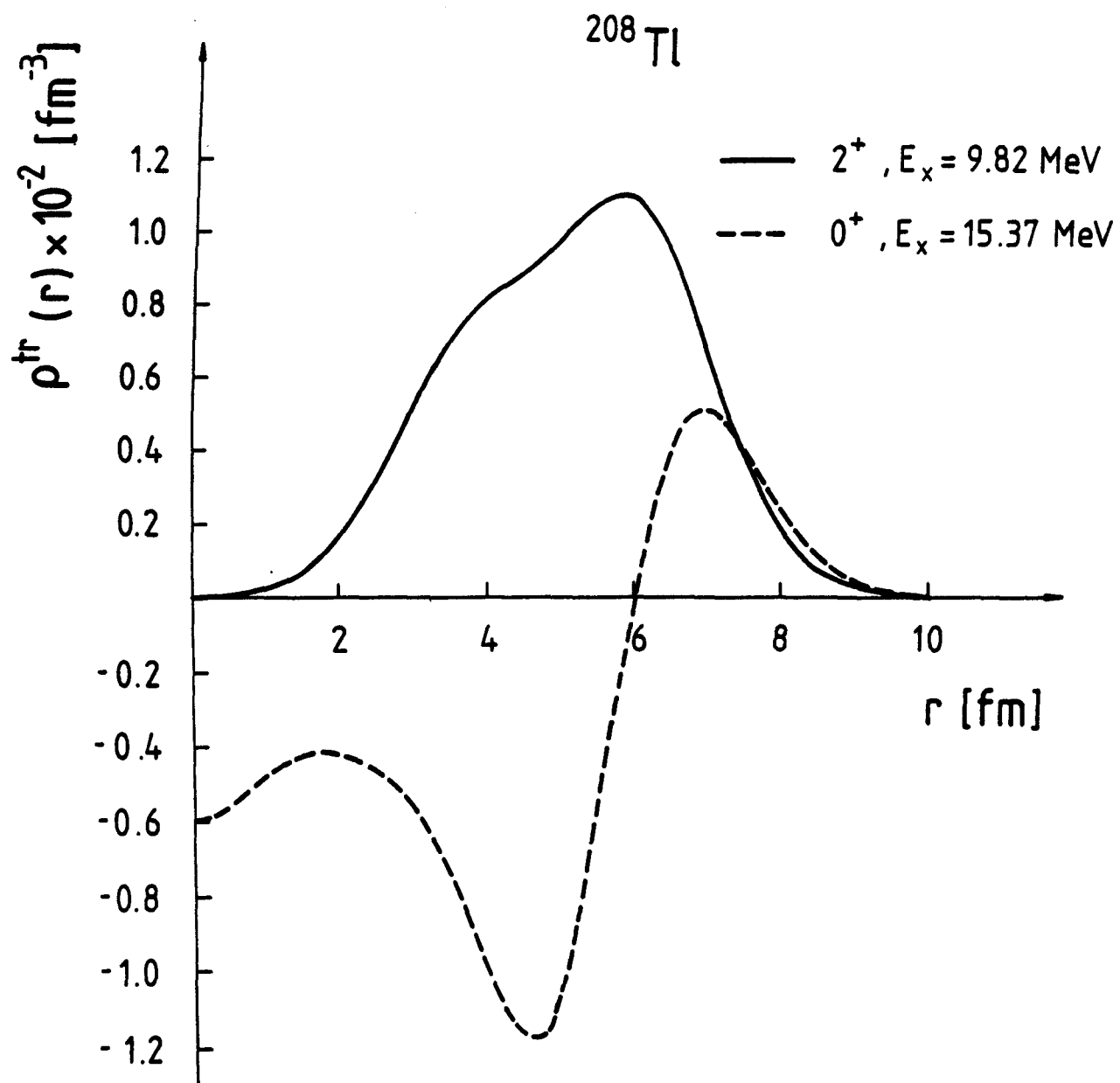


Fig. 33

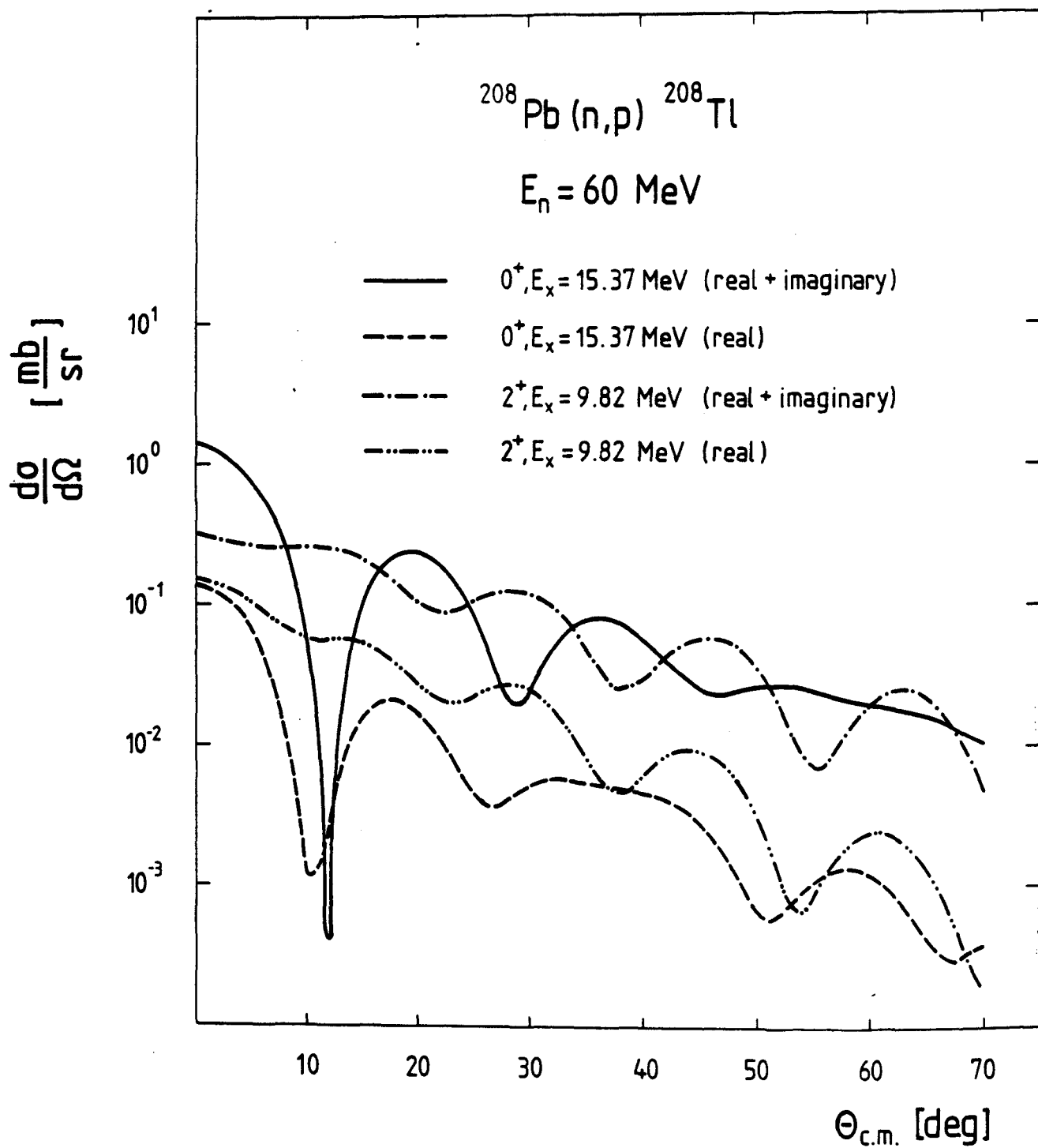


Fig. 34

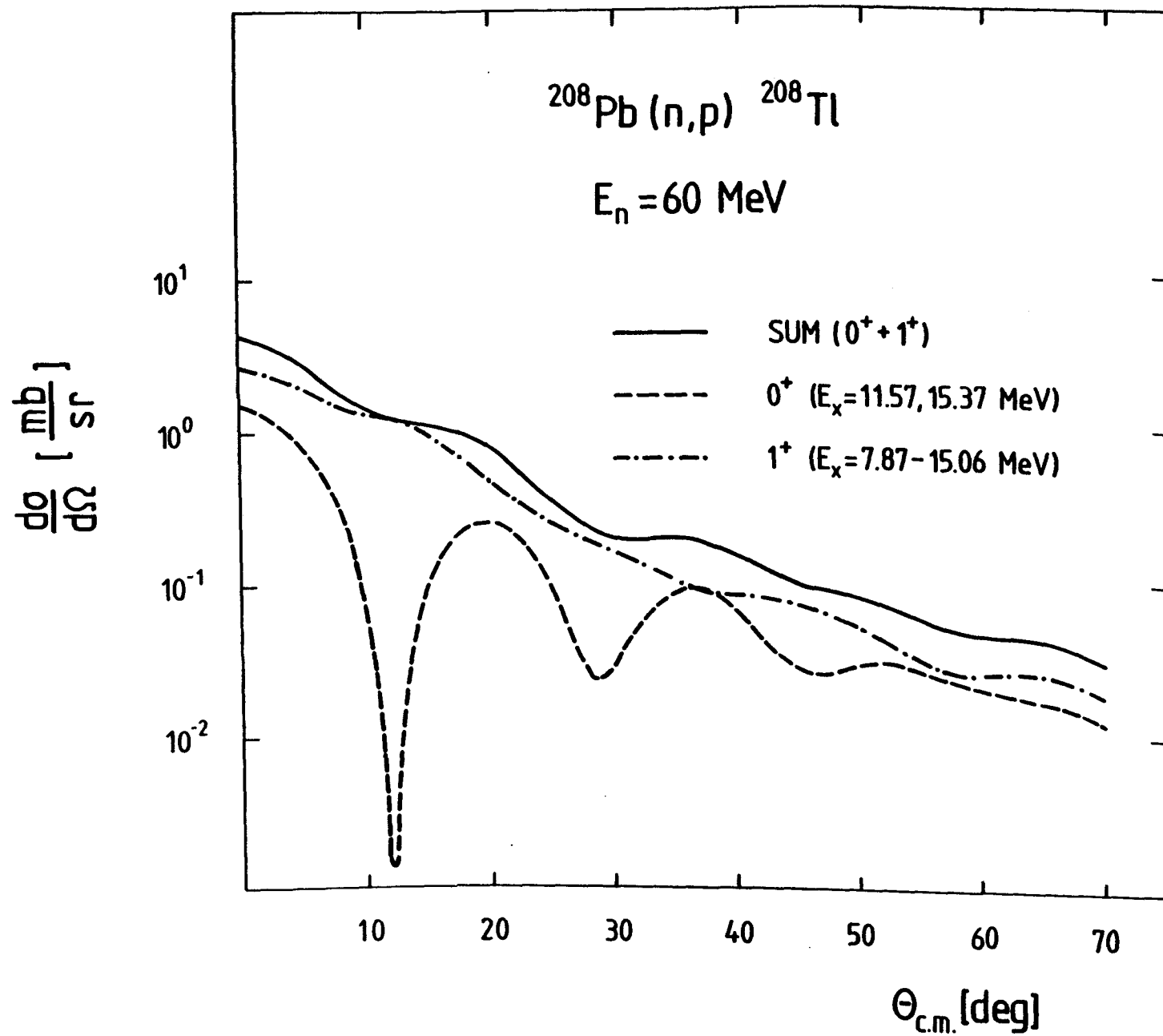


Fig. 35

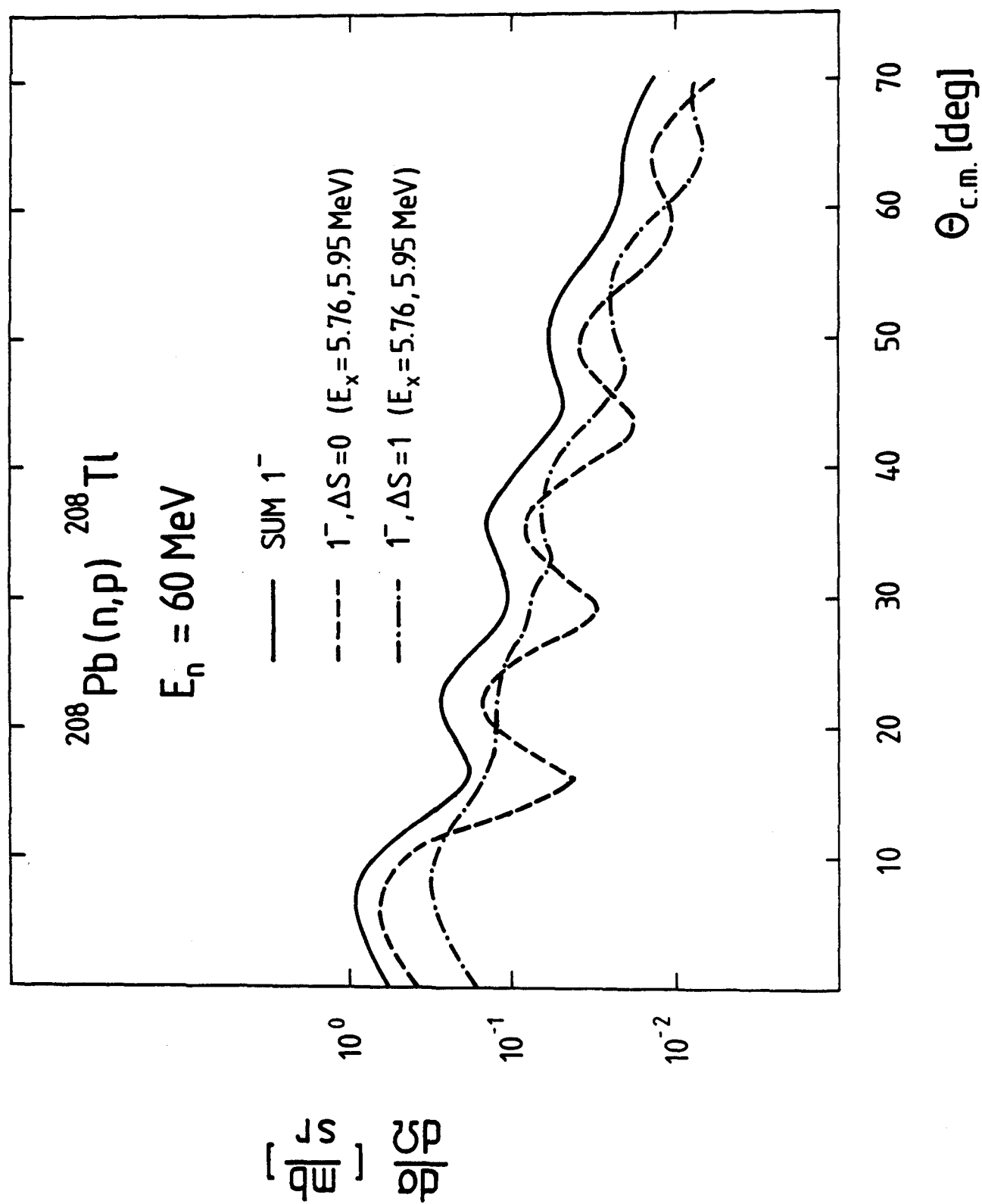


Fig. 36

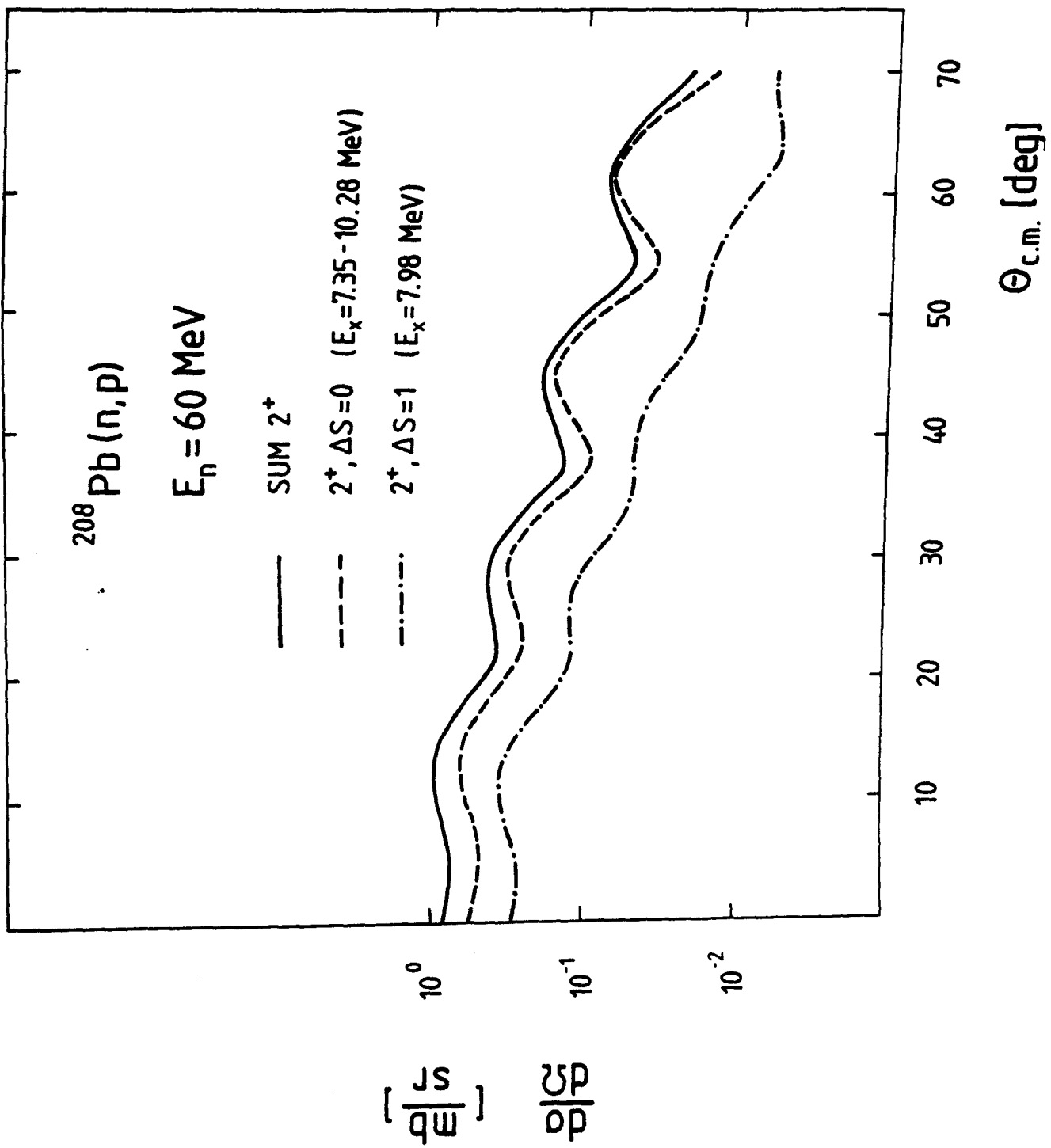


Fig. 37

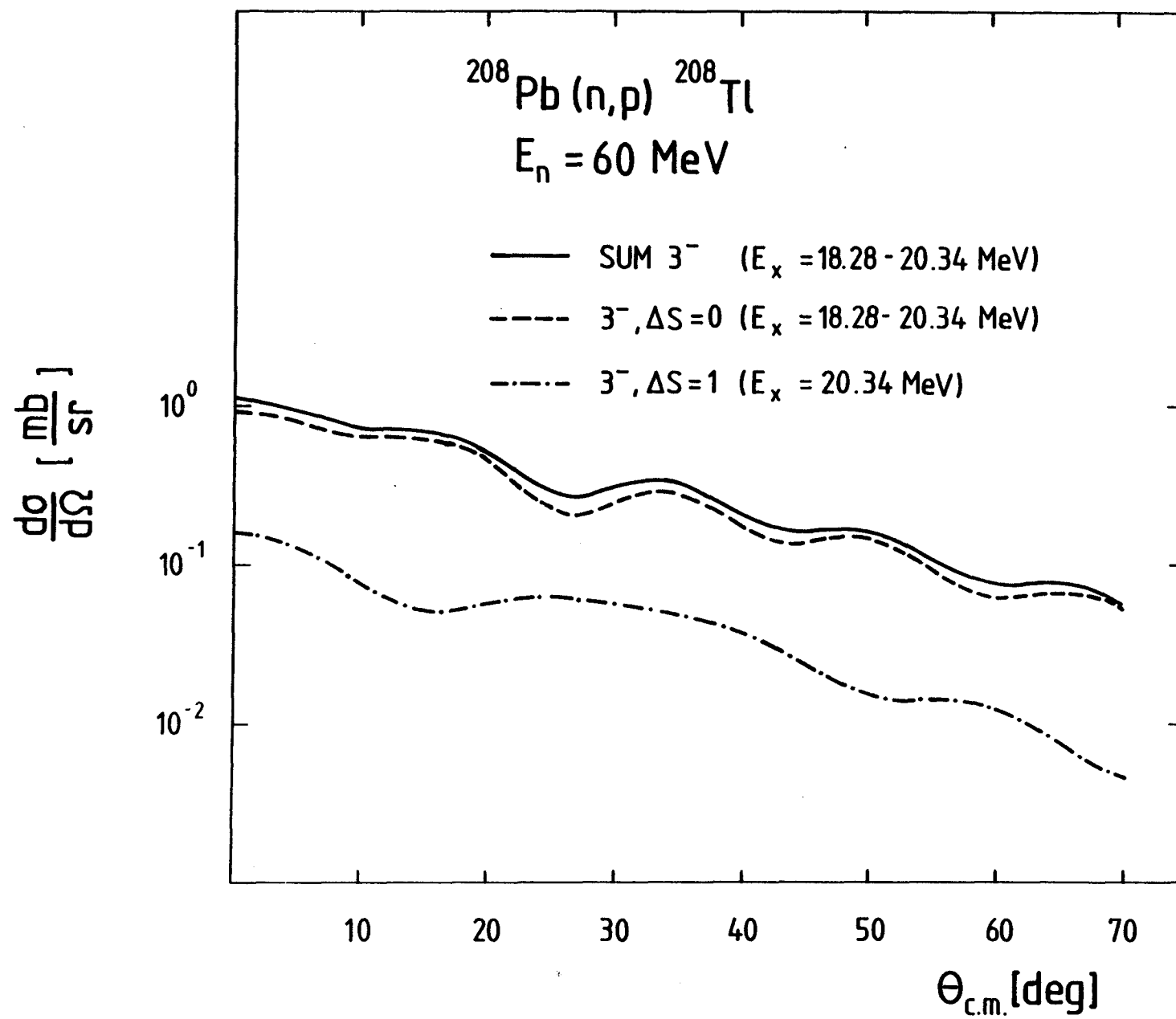


Fig. 38



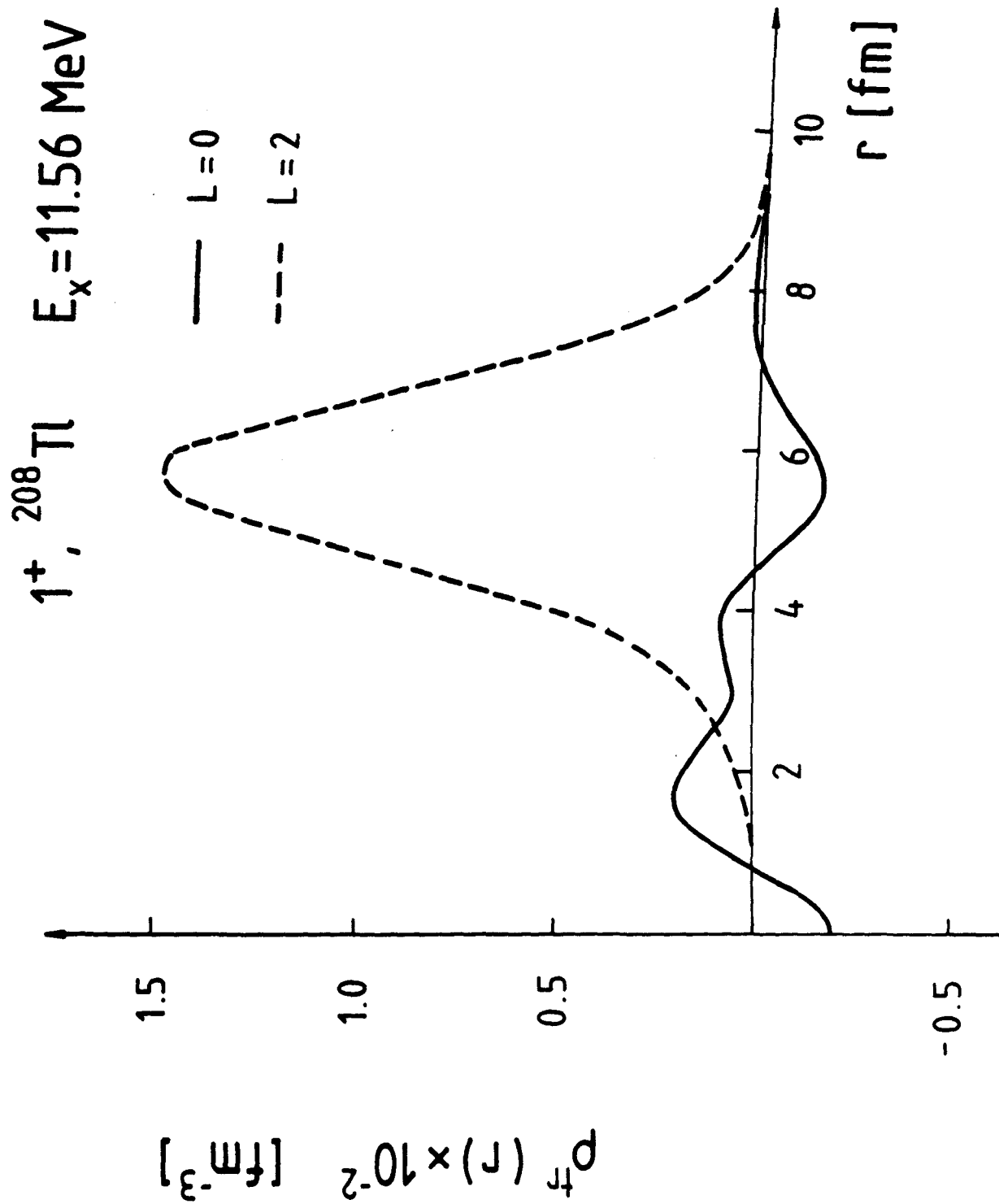


Fig. 39

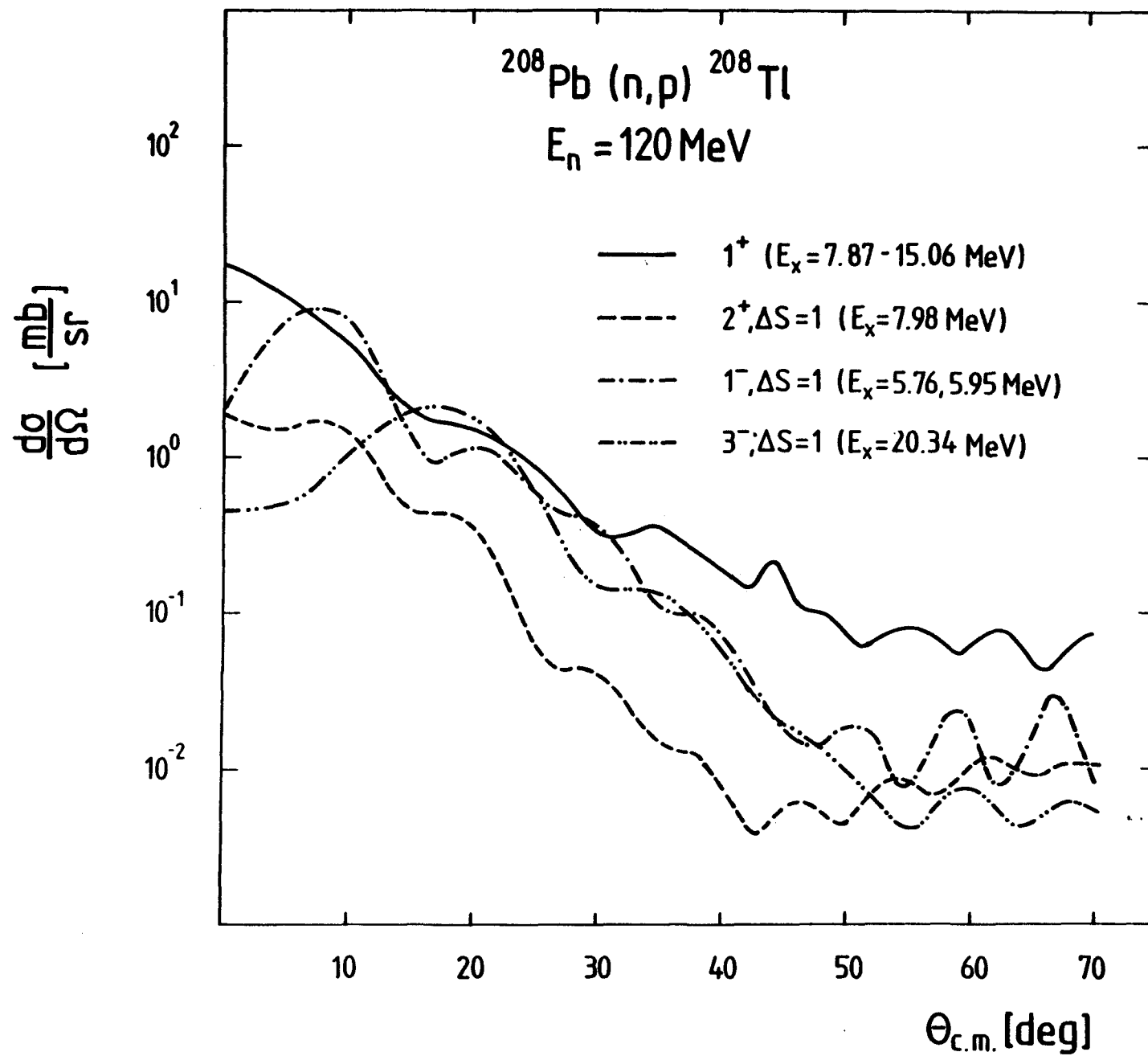


Fig. 40